ARCHIV FÜR METEOROLOGIE, GEOPHYSIK UND BIOKLIMATOLOGIE

HERAUSGEGEBEN VON

DOZENT DR. W. MÖRIKOFER
PHYSIKALISCH-METEOROLOGISCHES OBSERVATORIUM
DAVOS

PROF. DR. F. STEINHAUSER
ZENTRALANSTALT FÜR METEOROLOGIE UND GEODYNAMIK
WIEN

SERIE A
METEOROLOGIE UND GEOPHYSIK

BAND II, 4. (SCHLUSS-)HEFT
MIT 34 TEXTABBILDUNGEN
(ABGESCHLOSSEN AM 29. SEPTEMBER 1950)

WIEN
SPRINGER-VERLAG
1950

Arch. Met. Geoph. Biokl. A.

Serie A, Band II **Inhaltsverzeichnis** Heft 4

Seite

Israël, H. Austauschuntersuchungen mittels luftelektrischer Messungen. (Mit 3 Textabbildungen) 367

Nolan, P. J. and **P. G. Tedde.** Condensation Nuclei and Meteorological Elements in Dublin. (With 3 figures) 374

Dütsch, H. U. Der Einfluß der Temperatur auf das atmosphärische Ozon 386

Zeller, K. Kritische Bemerkung zur Frage der Temperaturabhängigkeit der Ozonverteilung 401

Defant, F. Theorie der Land- und Seewinde. (Mit 7 Textabbildungen) 404

Raethjen, P. Über C. L. Godskes Dreischichtenwellen und ihre Anwendung auf die Atmosphäre 426

Diem, M. Messung der Feuchtigkeit in der freien Atmosphäre mit Hilfe des Taupunktes. (Mit 21 Textabbildungen) 436

Schwerdtfeger, W. „Die interdiurnen Änderungen von Druck und Temperatur...“ 467

Buchbesprechungen 469

Hann-Süring, Lehrbuch der Meteorologie (F. Steinhauser). — Raethjen, P. Kurzer Abriß der Meteorologie (F. Steinhauser). — Die Vorträge anläßlich der 1. Tagung der Meteorologischen Gesellschaft Bad Kissingen vom 1. bis 3. Oktober 1949 (F. Steinhauser). — Wilkes, M. V. Oscillations of the Earth's Atmosphere (F. Steinhauser). — Fritsch, V. Grundzüge der angewandten Geoelektrik (M. Toperczer). — Ozon (F. Steinhauser). — Schumann, W. Erdmagnetische Anomalien in Europa und ihre Beziehungen zu den geologischen Verhältnissen (F. Steinhauser). — Herath, F. Inversionsstudie auf Grund der Lindenberger Fesselaufstiege mit besonderer Berücksichtigung der Ultrakurzwellenausbreitung (F. Steinhauser). — Koch, H. G. Meteorologische Studien im Mittelmeer (F. Steinhauser). — Berg, H. Grundfragen der Wetterkunde (F. Steinhauser).

Das

„Archiv für Meteorologie, Geophysik und Bioklimatologie“

erscheint in zwangloser Folge in zwei parallelen Serien:

Serie A Meteorologie und Geophysik: Allgemeine, theoretische und synoptische Meteorologie, Geophysik der Atmosphäre, des Meeres und des festen Erdbodens.

Serie B Allgemeine und biologische Klimatologie: Allgemeine und medizinische Klimatologie, Agrar- und Mikroklimatologie, Meteorobiologie, Strahlungsforschung.

Die beiden Serien können unabhängig voneinander bezogen werden. Die Hefte werden einzeln berechnet und zu Bänden von 25—30 Bogen vereinigt.

Das Archiv soll wissenschaftlich einwandfreie Arbeiten von allgemein fachlichem Interesse veröffentlichen. Es werden deshalb nur Originalarbeiten aufgenommen, die neue Erkenntnisse bringen, und zwar Aufsätze größeren Umfanges wie auch kleine Mitteilungen. Gelegentlich wird auch durch Sammelreferate über die neuesten Ergebnisse einzelner Spezialgebiete ein Überblick über den jeweiligen Stand eines bestimmten Problems gegeben werden, wobei besonders durch Hervorheben der noch ungelösten Fragen der weiteren Forschung Anreiz geboten werden soll. Schließlich werden auch kritische Buchbesprechungen auf bedeutende Neuerscheinungen aus unserem Wissensgebiet hinweisen.

Die Verfasser werden gebeten, den Text möglichst knapp zu fassen und historische Einleitungen tunlichst zu vermeiden. In den beigegebenen Tabellen ist die Wiedergabe unverarbeiteten, umfang-

Fortsetzung auf der III. Umschlagseite

551.551 : 551.594

(Observatorium Buchau a. F. des Landeswetterdienstes
Württemberg-Hohenzollern.)

Austauschuntersuchungen mittels luftelektrischer Messungen.

Von

H. Israël.

Mit 3 Textabbildungen.

Zusammenfassung. Die bekannten Parallelen im tagesperiodischen Verhalten von Dampfdruck und Potentialgefälle in verschiedenen Höhen sind als Auswirkungen der gleichen Grunderscheinung des atmosphärischen Massenaustausches zu werten. Es liegt nahe, beide Elemente gemeinsam zu Austauschuntersuchungen heranzuziehen. Die Möglichkeiten, luftelektrische Untersuchungen in verschiedenen Höhenniveaus für solche Zwecke zu benutzen, werden im einzelnen diskutiert.

Summary. The well known parallels between vapour-pressure and potential-gradient with regard to their diurnal variation in different heights results from the same basic element, the atmospheric mass exchange. It is obvious to use a combination of both elements for an investigation of the exchange. In this paper the possibilities for a utilisation of measurements of the atmospheric electricity in different heigths for such purposes are discussed in detail.

Résumé. Le parallélisme bien connu entre la variation diurne de la pression de vapeur d'eau et du gradient de potentiel électrique à différents niveaux peut être regardé comme l'effet du même phénomène de l'échange turbulent de l'atmosphère. Il est donc légitime d'employer ces deux éléments pour l'étude de l'échange turbulent. On discute ici en détail les possibilités d'étudier à cet effet les mesures de l'électricité atmosphérique faites à différentes altitudes.

In einer kürzlich in dieser Zeitschrift erschienenen Arbeit berichtet Elisabeth Rathschüler [*1*] über eine Vergleichung der Tagesgänge des Dampfdruckes in verschiedenen Höhenlagen der Salzburger Alpen und findet, daß sich der Charakter der täglichen Variation in systematischer Weise mit zunehmender Höhe ändert: Der in Tallage doppelperiodische

Gang geht immer mehr in den einfachperiodischen Gang der Gipfellagen über. Abgesehen von Einzelheiten steht dieser Befund in guter Übereinstimmung mit dem Dampfdruckverhalten in verschiedenen Höhen der freien Atmosphäre, wie es J. Reger [2] für Lindenberg ermittelt hat.

Zur Deutung dieses Verhaltens wird in beiden Bearbeitungen der vertikale Massenaustausch und der unter seiner Wirkung zu erwartende Vertikaltransport von Wasserdampf herangezogen.

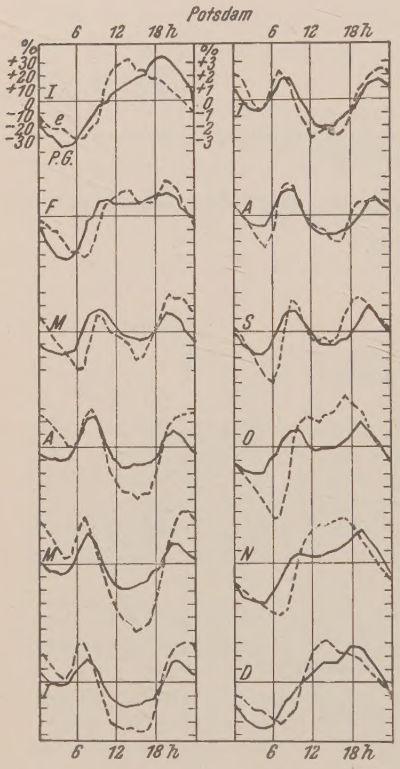

Abb. 1. Tägliche Gänge von Potentialgefälle (ausgezogene Kurven) und Dampfdruck (gestrichelte Kurven) für die einzelnen Monate in Potsdam.

Es liegt nahe, im Anschluß hieran auf das in seinem Verhalten ähnliche luftelektrische Potentialgefälle hinzuweisen und auf einige weitere luftelektrische Erscheinungen einzugehen, die einerseits aus dem gleichen Grundgeschehen des Austausches resultieren, anderseits weitere Möglichkeiten zur experimentellen Austauschforschung eröffnen.

Es ist schon lange bekannt, daß zwischen den periodischen Veränderungen des luftelektrischen Potentialgefälles und des Dampfdruckes große Ähnlichkeiten bestehen (F. Exner). Zwei Beispiele mögen dies hier nochmals illustrieren:

Abb. 1 zeigt die Tageskurven des Potentialgefälles und des Dampfdrucks für die einzelnen Monate des Jahres für Potsdam. Beide Elemente wechseln vom einfachperiodischen Typ im Winter zum doppelperiodischen im Sommer bei gleicher Phasenlage der Extremwerte [3].

Gänzlich anders, aber wiederum bei beiden Elementen gleichartig, ist ihr Verhalten auf der Zugspitze, wo sich nach Abb. 2 während des ganzen Jahres einfachperiodischer und phasengleicher Tagesgang von Potentialgefälle und Dampfdruck ergibt [4 und 5].

Vergleicht man bei solchen Parallelbetrachtungen die Amplituden der Tagesschwankungen, so sind diese bei beiden Elementen durchweg prozentual verschieden, während ihre Phasenlage praktisch stets die gleiche ist. Dies kann nicht überraschen und besagt, daß es sich dabei *nicht* um einen kausalen Zusammenhang zwischen beiden Elementen handeln kann, sondern nur um eine Parallelerscheinung gemeinsamer Ursache: Das, was für den Dampfdruck die Verdunstung am Boden und der Vertikaltransport von Wasserdampf sind, sind beim Potentialgefälle

die Bildung, Aufwirbelung und Aufwärtsverfrachtung von Kondensationskernen und anderem Luftplankton, in beiden Fällen hervorgerufen und gesteuert durch den täglichen Austauschgang. Aus diesem Grund läßt sich die Vorstellung, die J. G. Brown [6] zur Erklärung des doppelperiodischen Tagesganges beim Potentialgefälle entwickelt hat, auf beide Elemente in gleicher Weise anwenden.

J. G. Brown [6] denkt sich nämlich den doppelperiodischen Tagesgang des Potentialgefälles entstanden aus einer einfachen 24stündigen Schwingung (mit einem Maximalwert um die Mittagszeit), über die sich eine austauschbedingte „Depression" während der Tagesstunden überlagert; Vgl. die in Abb. 3 wiedergegebenen aus der Arbeit von Brown entnommenen beiden Beispiele. Die Depression ist eine Folge der relativen Kernverarmung der bodennahen Luftschichten bei stark wirksamem Austausch, steht also in direkter Parallele zum „mittäglichen Trockenerwerden" der Talluft bei Elisabeth Rathschüler [1, S. 28]. Ganz analoge Überlegungen findet man auch bei F. Möller [7].

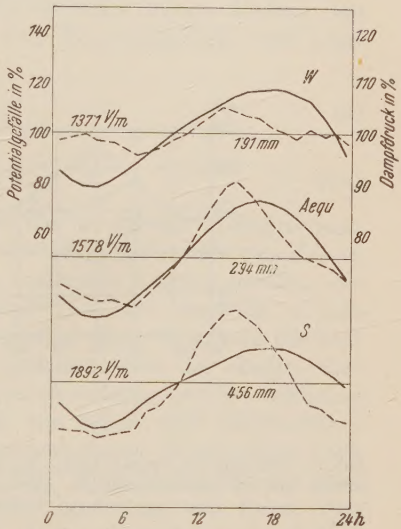

Abb. 2. Tägliche Gänge von Potentialgefälle (ausgezogene Kurven) und Dampfdruck (gestrichelte Kurven) für Winter (November bis Februar), Äquinoktien (März/April und September/Oktober) und Sommer (Mai-August) auf der Zugspitze.

Diese Parallele im Verhalten zweier ganz verschiedener atmosphärischer Elemente legt es nahe, ihre Untersuchung zwecks Erkundung der gemeinsamen steuernden Ursache des Austausches sich gegenseitig ergänzen zu lassen. Da eine Heranziehung luftelektrischer Messungen zu solchen Zwecken außer gelegentlichen Stichproben bisher noch nicht ernsthaft geschehen ist, mag hier kurz die Möglichkeit dazu skizziert werden.

Die luftelektrischen Tagesgänge an Landstationen hängen, wie oben bereits gesagt, auf das engste mit dem Gehalt der Atmosphäre an Schwebeteilchen und deren vertikaler Verteilung zusammen. Um zu Aussagen über den Austausch gelangen zu können, muß man also nach einer Möglichkeit suchen, aus Bodenmessungen Rückschlüsse auf den Kerngehalt und seine vertikale Verteilung ziehen zu können.

Der atmosphärische Massenaustausch hat eine doppelte Wirkung: Zunächst sucht er als „Scheindiffusion" die in verschiedenen Höhen bestehenden Konzentrationsunterschiede des Wasserdampf- oder Kerngehaltes zu verringern. Da er unter Sonnenwirkung im Laufe des Tages von einem Mindestwert in der Nacht zu einem Höchstwert gegen Mittag ansteigt, um dann wieder abzufallen, würde daraus allein eine im gleichen Rhythmus wechselnde Höhenverteilung des betrachteten Elementes bei

konstantem Gesamtgehalt desselben resultieren. Seine zweite Wirkung besteht aber darin, daß zusätzlich dazu vom Boden her Wasserdampf und Kerne in die Atmosphäre gebracht werden, so daß im Tagesrhythmus der Gesamtgehalt des betreffenden Elementes vormittags zu- und nachmittags abnimmt.

Dies Zusammenspiel gibt die qualitative Erklärung für die charakteristischen Änderungen der Tagesgänge von Dampfdruck und Potentialgefälle in den verschiedenen Höhen. Darüber hinaus kann man aus dieser Veränderung Aussagen über den Austausch ableiten, und zwar nicht nur im statistischen Mittel, sondern auch im Einzelfall.

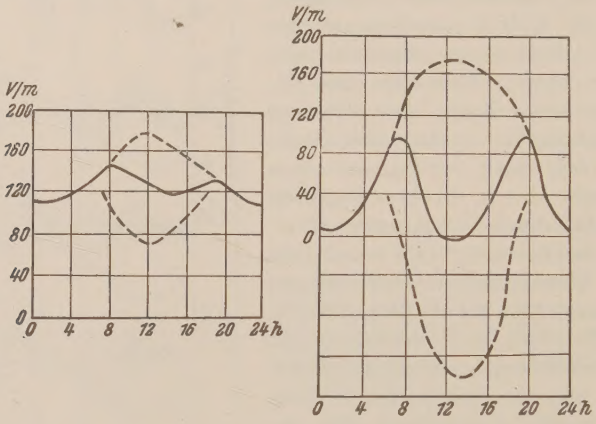

Abb. 3. Zerlegung des Ortszeitanteiles des luftelektrischen Potentialgefälles in eine einfache Grundperiode und eine austauschbedingte „Depression" nach J. G. Brown. Links: geringe, rechts: starke Austauschwirkung.

In luftelektrischer Hinsicht kann als vermittelndes Element dazu der elektrische Widerstand der Atmosphäre dienen. Entsprechend dem Einfluß des Aerosolgehaltes der Luft auf deren Gehalt an Kleinionen, den Hauptträgern der elektrischen Leitfähigkeit der Atmosphäre, spiegeln sich alle Änderungen des Kerngehaltes im spezifischen Widerstand wider. Da nun die atmosphärischen Widerstandsverhältnisse so geartet sind, daß vom Gesamtwiderstand einer vertikalen Luftsäule von Atmosphärenhöhe bereits 50% auf die untersten ca. 2 Höhenkilometer entfallen, also gerade auf das Gebiet stärkster Austauschschwankungen, so müssen diese in einer charakteristischen Tagesvariation des atmosphärischen Gesamtwiderstandes zum Ausdruck kommen. Für diesen besteht eine relativ einfache Meßmöglichkeit, wie kürzlich an anderer Stelle näher dargestellt worden ist [*8*, *13*].

Wie bekannt, besteht zwischen Feldstärke E, Vertikalstrom i und Leitfähigkeit λ die Beziehung

$$i = E\,\lambda, \tag{1}$$

oder unter Einführung des sogenannten „*Columnar resistance*" R (Wider-

stand einer vertikalen Luftsäule von 1 cm² Querschnitt, die sich vom Boden bis zur luftelektrischen Ausgleichsschicht [9] erstreckt) und der Gesamtpotendialdifferenz V zwischen der leitenden Ausgleichsschicht in der hohen Atmosphäre und dem Erdboden

$$i = V/R \tag{2}$$

oder

$$R = V/E\,\lambda. \tag{3}$$

Mißt man nun in zwei verschiedenen Höhenniveaus 1 und 2, die nicht zu große Horizontalentfernung von einander haben dürfen, den Vertikalstromverlauf oder den Verlauf von Potentialgefälle und Leitfähigkeit, so läßt sich gemäß

$$i_1/i_2 = R_2/R_1 \tag{4}$$

oder

$$E_1\,\lambda_1/E_2\,\lambda_2 = R_2/R_1, \tag{4a}$$

das Verhältnis der „columnar resistance-Werte" beider Höhenniveaus ermitteln. Da dieser „spezifische Säulenwiderstand", wie wir ihn in Übertragung des englischen Ausdruckes weiterhin nennen wollen, ein direktes Maß für den „Verschmutzungsgrad" der Luft darstellt, so läßt sich aus dem zeitlichen Verlauf des Verhältnisses $R_{\text{oben}}/R_{\text{unten}}$ ein direkter Schluß auf die Änderung des Gesamtkerngehaltes über der oberen bzw. unteren Station und damit über die Austauschwirkung und ihr zeitliches Höhergreifen gewinnen. Es versteht sich von selbst, daß gleichzeitiges Arbeiten an mehr als zwei Stationen in verschiedenen Höhenstufen noch wesentlich genaueren Einblick erhoffen läßt. Wird zusätzlich der zeitliche Verlauf der einzelnen R-Werte für sich bestimmt, was durch Vergleich der Meßwerte an der Station mit dem weltzeitlichen Verhalten der betreffenden Elemente auf den Ozeanen durch die folgenden Gleichungen geschieht [10]:

bei Vertikalstrommessung

$$R_s/R_0 = i_0/i_s, \tag{5}$$

bei Messung von Potentialgefälle E und Leitfähigkeit λ

$$R_s/R_0 = E_0\,\lambda_0/E_s\,\lambda_s, \tag{5a}$$

(Index s bezeichnet die Werte an der Station, Index 0 die gleichzeitigen auf dem Ozean), so lassen sich damit schon sehr ins einzelne gehende Aussagen über die Änderungen des columnar resistance und damit über den Austauschverlauf machen.

Weitere Möglichkeiten eröffnet der Vergleich der Veränderungstendenz der einzelnen Größen (Gleichsinnigkeit, Gegensinnigkeit), wie man sich leicht aus den angegebenen Beziehungen ableitet. Ein Beispiel dafür: Gehen zeitliche Veränderungen von Potentialgefälle und Widerstand gleichsinnig, so sind die verursachenden Aerosoländerungen in der un-

mittelbaren Umgebung der Station zu suchen; haben sie gegensinnigen Verlauf, so liegt die Ursache in der Höhe über der Station [*8*][1].

Man mag vielleicht einwenden, daß das hier skizzierte Verfahren einen recht umständlichen Weg zu einem Ziel vorsieht, das man — z. B. etwa durch Kernzählungen in verschiedenen Höhen — auch auf einfacherem Weg erreichen könnte. Indes zeigt ein Vergleich der Meßergebnisse von Watheroo (Westaustralien) [*11*] und Huankayo (Peru) [*12*], daß zwischen dem spezifischen Widerstand der Atmosphäre am Meßort (Reziprokwert der Leitfähigkeit) und ihrem spezifischen Säulenwiderstand keineswegs eine eindeutige Parallele zu bestehen braucht. Da es aber bei den Austauschbetrachtungen gerade auf den spezifischen Säulenwiderstand ankommt, so ist der Weg über gleichzeitige Messungen bzw. Registrierungen von mindestens zwei luftelektrischen Größen (Feld und Leitfähigkeit, Feld und Vertikalstrom oder Leitfähigkeit und Vertikalstrom) in mehreren Höhenniveaus nicht zu umgehen.

Vielleicht könnte weiter unter dem Gesichtspunkt des erforderlichen Meßaufwandes der Einwand erhoben werden, daß ein solcher Weg meßtechnisch zu hohe Anforderungen stellt, vor allem wegen des in seiner Kleinheit „gefürchteten" Vertikalstromes. Hierzu ist zu sagen, daß diese Schwierigkeiten inzwischen durch die Neuentwicklung eines Vertikalstromgerätes, über die demnächst berichtet werden wird, wesentlich vermindert werden konnte. Außerdem ist gerade der Austausch, über den qualitativ und theoretisch zwar sehr viel, quantitativ und praktisch aber verhältnismäßig wenig bekannt ist, von derartiger Bedeutung im ganzen Wettergeschehen, daß ein gewisser Aufwand zu seiner Ermittlung berechtigt erscheint. Dies gilt um so mehr, als das hier kurz entwickelte Verfahren nicht allein zum Studium der mittleren Verhältnisse, sondern unter unter Umständen auch für Einzeluntersuchungen des Austausches je nach Wetterlage, Luftkörper usw. befähigt erscheint.

Es mag als Mangel empfunden werden, daß hier kein Meß- und Auswertbeispiel angeschlossen wird. Bisherige Untersuchungen von mehr als einem luftelektrischen Element über längere Zeiten sind aber leider sehr selten [*8*], solche an benachbarten Orten verschiedener Höhen-

[1] Eine Erklärung für diese auf den ersten Blick ungewohnte Beziehung gibt folgende Überlegung: Die Potentialgefälle-Messung entspricht im Ersatzschaltbild gesehen der Messung einer Potentialdifferenz an zwei räumlich stets gleich weit voneinander entfernt liegenden Abgriffspunkten eines variablen Widerstandes, eben unseres spezifischen Säulenwiderstandes; die Abgriffslänge ist definiert durch die Vorschrift: *Volt pro Meter!* Wird der Widerstand dadurch geändert, daß er z. B. im Abgriffsgebiet vermehrt wird, wie es etwa in der Dunsthaube einer Großstadt im Vergleich zur Messung auf dem Land der Fall ist, so steigt das Potentialgefälle mit der Widerstandszunahme. Nimmt dagegen der Widerstand *außerhalb* des Abgriffsbereiches zu, wie es z. B. infolge des in höheren Atmosphärenschichten besonders wirksamen Breiteneffektes der Ultrastrahlung bei Annäherung von mittleren Breiten an den Äquator der Fall ist, so nimmt mit Widerstandserhöhung das Potentialgefälle ab.

lage noch nicht vorhanden, eigene Messungen dieser Zielsetzung zwar in Vorbereitung, aber aus naheliegenden äußeren Gründen noch nicht möglich gewesen.

Literaturverzeichnis.

1. Rathschüler, Elisabeth: Über die Änderung des Tagesganges der Luftfeuchtigkeit mit der Höhe im Gebirge. Arch. Met. Geoph. Biokl. B 1, 17—31 (1948).
2. Reger, J.: Der tägliche Gang der Feuchtigkeit über Lindenberg. Wissensch. Abh. d. Preuß. Aeronaut. Observat. Lindenberg **14**, 44—61 (1922).
3. Israël, H.: Gedanken und Vorschläge zur luftelektrischen Arbeit. Wissensch. Abh. d. Reichsamt f. Wetterd. V, Nr. 12 (1939).
4. Lautner, P.: Die luftelektrischen Verhältnisse am Zugspitzgipfel. Deutsch. Meteorol. Jahrb. Bayern, 1928, Anhang C1—C19.
5. Nach dem Deutsch. Meteorol. Jahrb. Bayern, für den gleichen Zeitraum berechnet.
6. Brown, J. G.: The local variation of the earth's electric field. Terr. Magn. **40**, 413—424 (1935).
7. Möller, F.: Über den täglichen Gang des Dampfdruckes und seiner interdiurnen Veränderlichkeit. Meteorol. Z. **54**, 124—133 (1937).
8. Israël, H.: Die Tagesperiode des elektrischen Widerstandes der Atmosphäre. Ann. Géophys., **5**, 196—210 (1949).
9. — und H. W. Kasemir: In welcher Höhe geht der weltweite luftelektrische Ausgleich vor sich? Ann. Géophys., **5**, 313—324 (1949).
10. — und G. Lahmeyer: Studien über das atmosphärische Potentialgefälle I. Das Auswahlprinzip der luftelektrisch „ungestörten" Tage. Terr. Magn. **53**, 573—586 (1948).
11. Wait, G. R.: Effect of smoke on the atmospheric-electric elements at the Watheroo magnetic observatory. Terr. Magn. **48**, 48—63 (1943).
12. — Electrical resistance of a vertical column of air over Watheroo (Western Australia) and over Huankayo (Peru). Terr. Magn. **47**, 243—249 (1942).
13. Israël H.: Probleme und Aufgaben der Luftelektrizität. Ber. d. Dtsch. Wetterd. US-Zone, Nr. 12, S. 75—77 (1950).

551.574.1(417)

Condensation Nuclei and Meteorological Elements in Dublin.

By

P. J. Nolan, University College, Dublin, and **P. G. Tedde,** S. J., School of Cosmic Physics, Dublin Institute for Advanced Studies.

With 3 figures.

Summary. Simultaneous measurements of the size and charge-distribution of condensation nuclei indicate that equilibrium charge-distribution is rarely present in city air. This lack of equilibrium is attributed to recent local production of nuclei and some evidence in support of this view is produced. The only marked correlation with the meteorological elements is that the size of the nuclei increases as the relative humidity increases. On the assumption that the nucleus is composed of an aqueous solution of sulphuric acid comparison is made between the theoretical and observed relationship between the radius of the nucleus and the relative humidity.

Zusammenfassung. Gleichzeitige Messungen von Größe und Ladungsverteilung von Kondensationskernen lassen erkennen, daß ein Gleichgewicht der Ladungsverteilung in Stadtluft selten auftritt; diese Tatsache wird auf die lokale Neubildung von Kernen zurückgeführt und diese Annahme belegt. Die einzige deutliche Beziehung zwischen den Kondensationskernen und meteorologischen Elementen besteht darin, daß die Größe der Kerne mit der relativen Feuchte wächst. Unter der Annahme, daß die Kerne aus einer wäßrigen Schwefelsäurelösung bestehen, kann ein Vergleich zwischen der theoretischen und der beobachteten Beziehung zwischen Kernradius und relativer Feuchte angestellt werden.

Résumé. Des mesures simultanées de la grosseur et de la répartition des charges des noyaux de condensation montrent qu'un équilibre de la distribution des charges dans l'air des villes est rarement réalisé; on admet et l'on prouve que cela résulte de la formation locale de nouveaux noyaux. La seule relation distincte entre les noyaux de condensation et les facteurs météorologiques est que la grosseur des noyaux croît avec l'humidité relative. En supposant que ceux-ci sont formés d'une solution aqueuse d'acide sulfurique, il est possible de comparer les relations théoriques et expérimentales entre les rayons des noyaux et l'humidité relative.

During the first half of the year 1949 measurements on atmospheric condensation nuclei were carried out at the School of Cosmic Physics (S. C. P.), 5 Merrion Square, which is situated near the centre of the city of Dublin. The concentration, size and charge-distribution were determined by the method described by Nolan and Doherty [*13*]. The apparatus used consisted of two photo-electric counters, a diffusion box for the determination of the diffusion coefficient and two cylindrical condensers for measuring the charge-distribution. As the general experimental procedure has already been described [*11*, *12*] a brief account will suffice here.

The photo-electric counter (Fig. 1), based on a suggestion of L. W. Pollak [*10*, *9*], consists of a long tube having a light source at one end and a photo-voltaic cell at the other. Air containing the nuclei under investigation is drawn through the tube for a time sufficient to ensure that the previous content is completely removed. Pure air is then pumped into the tube until a suitable overpressure is reached. A lining of damp blotting paper soon produces saturation. A reading is made of a galvanometer, which measures the current from the photo-voltaic cell illuminated by a parallel beam from a lamp and lens at the top of the tube. An adiabatic expansion is produced by opening a tap at the middle of the vertical tube. A cloud forms on the nuclei and the galvanometer reading drops quickly to a new value. The relation between the percentage of light cut off and the concentration of nuclei has been determined [*10*]. The absolute values of the concentrations of this calibration are based on simultaneous reading with an Aitken apparatus so that the absolute accuracy of the photo-electric counter is the same as that of the Aitken counter. Where relative and not absolute values are required, however, it has been shown that the photo-electric counter gives a higher order of accuracy.

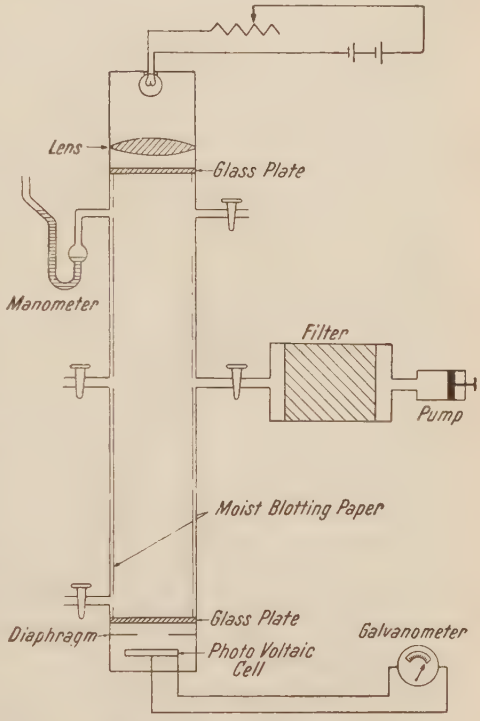

Fig. 1. Schematic diagram of photoelectric nucleus counter.

The diffusion apparatus consists of eleven glass plates arranged in a compact pile with twenty separating strips at the edges so as to form

ten narrow passages of rectangular section. These passages are in parallel so that one-tenth of the main air-current passes through each. When the diffusion box is used with the planes of the plates in the vertical position, the loss of nuclei is almost entirely due to diffusion, the loss due to gravity being negligible. When the loss is by diffusion only it can be shown [7, 8] that the ratio of the concentration of nuclei leaving and entering is given by

$$Z_v/Z = 0{,}9099 \cdot e^{-x} + 0{,}0531 \cdot e^{-11{\cdot}4x}$$

where $x = 3{,}77\, b\, l\, D/a\, Q$, b being the breadth, l the length and $2a$ the depth of the rectangular channel, Q the volume of air per second and D the diffusion coefficient of the nuclei.

In measuring the size, atmospheric air was drawn through the counters by means of a rotary pump. The counters were arranged in parallel, the diffusion apparatus being in series with one counter and a wide tube of volume equal to that of the diffusion box in series with the second counter. One counter gave the concentration Z_v at the exit and the other counter gave the concentration Z at the entrance of the diffusion box. The air current was measured by means of a rotameter. In order to eliminate possible error caused by disagreement of the counters a second experiment with the roles of the counters interchanged was carried out. From the geometric mean of the values of Z_v/Z so obtained the diffusion coefficient was deduced by the formula just quoted.

The radius of the nucleus is obtained from the diffusion coefficient in the following way. The well-known Einstein equation gives the ratio of the velocity of a particle through a gas to the force acting on it $= DN/RT$, where N is Avogadro's number, R is the gas constant and T is the absolute temperature. Stokes's Law for the motion of a spherical particle of radius r through a medium of coefficient of viscosity η gives the velocity-force ratio $= 1/6\pi\eta r$. This law requires modification when the particle is small compared with the mean free path of the molecules of the gas. Applying a correcting factor and using values of the parameters given by Millikan [6] we obtain

$$D = \frac{RT}{N} \cdot \frac{1 + (\lambda/r)\,(A + B\,e^{-(c\,r/\lambda)})}{6\pi\eta r},$$

where λ is the mean free path and $A = 0{,}864$, $B = 0{,}290$, $c = 1{,}25$.

The charge-distribution was obtained by drawing the atmospheric air through two identical cylindrical condensers arranged in parallel. The electrodes of one condenser were earthed and the electrodes of the second condenser had a field applied sufficient to capture all charged nuclei. A counter in series with the first condenser gave Z the total concentration and a counter in series with the second gave N_o the concentration of uncharged nuclei. A second experiment with the roles of the counters interchanged was always carried out and the geometric mean of the two values of Z/N_o was computed.

Observations of the diffusion coefficient and of the charge-distribution were made alternately. The normal sequence was a determination of

Z/N_o, then of Z_v/Z and finally of Z/N_o, the whole experiment requiring 30 to 40 minutes. If the two values of Z/N_o so determined were in reasonable agreement their mean could be associated with the radius obtained from the intervening Z_v/Z. The same procedure was sometimes adopted with two values of Z_v/Z and one value of Z/N_o.

The meteorological elements used in the investigation are relative humidity, wind speed and wind direction. The humidity observations were obtained from a standard Meteorological Office pattern wet and dry bulb instrument exposed in a screen erected near the air-intake in the courtyard of the School of Cosmic Physics. Wind observations were taken from the records of a Dines pressure tube anemometer with the head at a height of 11 m above the roof of the School. Observations of the relative humidity were made at the beginning and end of each set of readings. The maximum wind speed and the mean direction for the 10 minutes preceding each nucleus observation were extracted from the charts of the Dines anemograph.

Concentration of Nuclei.

The average concentration during the period Feb.-June was 83,000 nuclei per cm^3. During the first half of this period the concentration was usually much higher than during the latter half; we shall occasionally give separate results for the two periods denoting them "winter" and "spring". The average winter and spring concentrations are 124,000 and 57,000. The decrease is undoubtedly associated with the increase in temperature and the consequent reduction in domestic and office heating. Our classification of nuclei as winter and spring corresponds to the classification "hibernal" and "perennial" proposed by Wright [*16*]. Our concentration figures may be contrasted with those of Boylan [*2*] who carried out measurements with the Aitken counter in Dublin at University College (U. C. D.), Earlsfort Terrace in 1925—26. For Feb.-March 1926 Boylan obtained 25,000 and for Apr.-June 18,500. Our averages for corresponding periods are 5 and 3 times those of Boylan. The distance between the stations in Merrion Square and in Earlsfort Terrace is about half a mile. That this marked difference is associated mainly with the change in the observation point is indicated by simultaneous measurements made at the two stations on various days during 1949. For eight occasions with wind S. W. or W. the mean value of the ratio of the concentration at the School of Cosmic Physics to the concentration at University College, Dublin, was 3,0; one observation with wind N. N. W. gave a ratio 2,2 and one observation during a fog with virtual calm gave 1,15. On one occasion with wind N. E. and heavy rain the ratio was 0,9. A probable explanation of these results is that the immediate vicinity of U. C. D. is more open and has fewer chimneys than the Merrion Square region. Indeed there are a few chimneys, active in winter, at a low level quite close to the air-intake of the S. C. P. station. There are also high buildings adjacent so that immediate contamination of the air samples caused

by eddies is likely no matter what the direction of the wind. Thus the nuclei examined at Merrion Square include on many occasions especially in winter a large fraction of freshly produced nuclei. When this point was fully realised it was decided that the information derivable from the extension of the present series of measurements over a longer period was not worth the trouble involved. In connection with the marked difference in the purity of the air at the two Dublin stations it is of interest to note that P. J. McLaughlin [*5*] found in Paris that the large ion concentration in the Val-de-Grâce quarter was nearly twice that in the Champ de Mars quarter.

It is convenient before reporting our results in detail to summarize recent conclusions on the relation between charge-distribution and size. Working with nuclei derived from hot platinum Nolan and Kennan [*12*] found an equilibrium charge-distribution relation which for our present purpose we may represent as follows. For radii 1, 1,5, 2,0, 2,5, $3{,}0 \cdot 10^{-6}$ cm. the values of Z/N_0 are 1,21, 1,38, 1,59, 1,77, 1,91. Nolan and Doherty [*13*] found that in general the values of Z/N_0 in Dublin air were less than the values pertaining to the size in this equilibrium relation. Apparently the interval between the production of the nucleus presumably uncharged and the observation was less than the time required for equilibrium charge-distribution. They found that when the concentration of nuclei was very high the values of Z/N_0 were close to the equilibrium values: this approach to equilibrium was tentatively attributed to long life of the nuclei associated with temperature inversion.

The observations at Merrion Square showed in a marked way the same lack of equilibrium which Nolan and Doherty found at Earlsfort Terrace. If we divide our observations into four groups: radius $< 1{,}5$, 1,5—2,0, 2,0—2,5 and $> 2{,}5 \cdot 10^{-6}$ cm., we find that the mean values of Z/N_0 are 1,13, 1,18, 1,23 and 1,40. A few fog observations in which the radii were usually greater than $2{,}5 \cdot 10^{-6}$ cm. give $Z/N_0 = 1{,}50$. The non-fog observations with large values of Z, do not show the approach to equilibrium found by Nolan and Doherty. Possibly at Merrion Square large values of Z are in many cases the result not of temperature inversion but of immediate contamination.

Wind Direction.

The maximum concentration occurs with the W. wind and the minimum with the S. E. wind. A possible explanation is that the minimum occurs with a wind coming from the sea which is not affected by the harbour area to the east of the station and that the maximum occurs with wind coming from the centre of the city. In view however of the large ratio found between the two Dublin stations it is probable that sources of pollution within a small radius play a predominating part. P. J. McLaughlin [*5*] examined the variation of large ion concentration with wind direction in Paris and found that the variation was closely associated with the distribution of factory chimneys about the observation point.

In Fig. 2 graphs are shown giving the variation with wind direction of the three quantities Z, Z/N_o and the radius r. Since the number of observations varies considerably for the various wind directions and since the winter and spring conditions were so different, the following procedure was adopted. Smoothed graphs for winter and spring were first plotted, the numbers being expressed as percentages of the means. The winter and spring graphs were found to be in good agreement; their means are shown in Fig. 2.

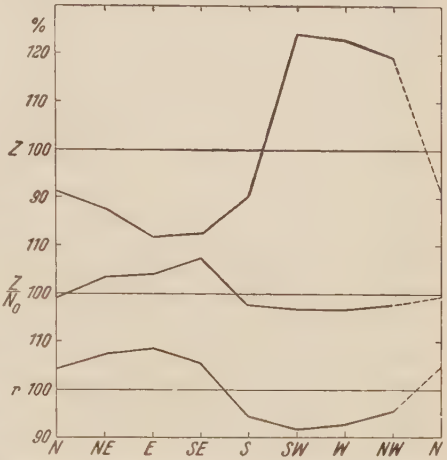

Fig. 2. Variation with wind direction of (1) total concentration of nuclei Z, (2) ratio of total concentration to concentration of uncharged nuclei Z/N_o and (3) radius of nuclei r.

The minimum in Z is now as a result of the smoothing shifted slightly to the east and corresponds roughly with the maxima in Z/N_o and in r. The maximum Z occurs for the west wind and corresponds approximately with the minima in Z/N_o and in r. It may be noted that the graphs for Z/N_o and for r are in good agreement and that the fractional change in Z/N_o is small compared with that of Z. These curves suggest that the nuclei brought to the station by the west wind are of more recent origin than those brought by the east wind. The smaller age of the west wind nuclei would account for the larger concentration and the smaller values of Z/N_o and of the radius.

Wind Speed.

Wind Speed (miles per hr.)	0 — 5	6 — 10	11 — 15	16 — 20	21 — 25	26 — 30	> 30
Radius · 10^6 cm. .	2,79	2,01	2,13	1,93	1,93	2,03	2,14
Z/N_o	1,50	1,25	1,23	1,21	1,21	1,19	1,17
$Z/1000$	98	71	72	82	93	97	121

The only marked correlation with wind speed is that with calm and light wind the nuclei are larger and have a larger charged fraction. This wind group in the table contains fog and night observations of r and Z/N_o and although the number of observations is comparatively small the result appears definite. We consider that the increase of Z with wind speed (calm omitted) shown in the table does not represent a genuine result. It does not appear if the winter and spring results are separately examined. Indeed the spring observations with wind from the east quadrant show a decrease in nucleus content with increasing wind speed.

This agrees with the figures quoted by Landsberg [4] from 17 out of 24 stations. The effect is attributed to the increased turbulence and mixing accompanying the higher wind speeds.

Separate treatment of the winter and spring observations, omitting the calm numbers already discussed, gives the following results. Winter: Z/N_o and radius show a decrease with increasing wind speed, the former being more definite. Spring: Z/N_o and radius show no relation with wind speed.

The effect of wind speed on the size of the nuclei will depend on the distance between the source and the observation point. If this distance is small one might expect that higher wind speeds would result in the observation of younger and therefore smaller nuclei.

Relative Humidity.

Relative Humidity		100 — 90	89 — 80	79 — 70	69 — 60	59 — 50	49 — 40
$Z/1000$	Winter	114	104	143	147	129	
	Spring	70	54	56	53	62	52
	Kew	80	59	43	34	29	24
Z/N_o	Winter	1,42	1,35	1,24	1,16	1,18	
	Spring	1,25	1,19	1,20	1,19	1,16	1,13
	Kew	2,05	1,8	1,6	1,6	1,6	1,6
Radius $\cdot 10^9$ cm.	Winter	2,83	2,69	2,22	2,23	1,96	
	Spring	2,45	2,15	2,14	1,70	1,60	1,43

In the Relative Humidity Table above we have given separate figures for winter and spring; we have also inserted for comparison figures for Kew reported by F. J. Scrase [14]. Our results show no evidence of the relationship found at Kew between the concentration and the relative humidity. Although our values of Z/N_o are much smaller than the Kew values there is agreement in showing a decrease with decreasing relative humidity between 100% and 70%.

P. J. McLaughlin in the work already quoted [5] found that the concentration of large ions decreased with decreasing relative humidity. If we assume $Z = N_o + 2N$ we can deduce N the large ion concentration of one sign for various humidities from corresponding values of Z and Z/N_o in the table. We thus obtain, for both the winter and spring periods, considerable confirmation of the Paris result. Thus although Z is independent of the humidity we have evidence that owing to the variation in Z/N_o the large ion concentration does change with humidity.

It may be noted that the last two lines of the Table indicate a close relationship between the radius and the relative humidity. The correlation coefficient between these quantities for 168 observations is $0{,}75 \pm 0{,}03$. In the interval between production and observation, which is too short for charge-equilibrium, the nuclei grow by acquiring water vapour; a close approach to equilibrium in this process is indicated. The increased

size at higher humidities entails a larger Z/N_o and in this way we may explain the Paris result of an increasing large ion concentration with increasing humidity. We defer detailed consideration of the relation between size and humidity until later in the paper.

Size of the Nuclei.

The average radius for all observations is $2{,}1 \cdot 10^{-6}$, the maximum $3{,}7 \cdot 10^{-6}$ and the minimum $1{,}2 \cdot 10^{-6}$ cm. The mean value for fogs ($2{,}9 \cdot 10^{-6}$) is not as large as that found by Nolan and Doherty [*13*] possibly because the fogs were not as dense.

The average radius for the winter period is $2{,}5 \cdot 10^{-6}$ and for the spring period $1{,}8 \cdot 10^{-6}$; Nolan and Doherty also noted that the winter nuclei were larger than the summer nuclei. As the relative humidity is higher in winter than in spring it might at first sight appear that the change in size is altogether a humidity effect. An examination of the figures in the last two lines of the Relative Humidity Table shows that this is not the case. For each humidity group the winter mean is larger than the spring mean. The average value of the ratio of mean radii for the different groups is 1,2 in contrast with the ratio 1,4 of the general means $2{,}5 \cdot 10^{-6}$ and $1{,}8 \cdot 10^{-6}$. The number of observations in the different groups varies considerably, being small for dry air in winter and for moist air in spring, so that the ratio 1,2 can only be taken as giving a strong indication that with the same humidity the nuclei are larger in winter. This is a rather puzzling result as it might have been expected that hibernal nuclei would contain a larger fraction of young and therefore small nuclei than perennial nuclei.

A similar examination of the values of Z/N_0 gives the following results. The winter average is 1,30, the spring average is 1,18 and the ratio is 1,1. For the different humidity groups the ratios are 1,14, 1,13, 1,03, 0,97, 1,02. So for the first two groups we have confirmation of the evidence that the nuclei are larger in winter for the same relative humidity.

Nucleus Content and Charge-Distribution.

Correlation between Z and Z/N_o.

Z/1000	< 20	20 — 40	40 — 60	60 — 80	80 — 120	> 120	Place
Z/N_o		1,20	1,20	1,22	1,38	1,24	S. C. P.
	1,38	1,26	1,25	1,29	1,45	1,80	U. C. D.
	1,55	1,55	1,57	1,67	1,84		Kew

This table shows the variation of Z/N_o with Z; values obtained by Nolan and Doherty at University College and values for Kew (Scrase) are given for comparison. The three stations show that Z/N_o is nearly constant for nucleus concentration from 20000 to 80000 with a definite increase in the 100000 region. There is marked disagreement already

noted in connection with equilibrium charge-distribution between S. C. P. and U. C. D. in the case of very large nucleus content. Nolan and Doherty attributed the association of large values of Z/N_o and Z to long life of nuclei caused by temperature inversion or indeed by any process retaining nuclei in the lower layers of the atmosphere. The explanation of the disagreement between the two stations may be that very high values of the nucleus content at S. C. P. are frequently the result of recent pollution which is absent at U. C. D.

We may note here an apparent contradiction between the figures in above table and the results for wind direction exhibited in Fig. 2. The inverse relationship between Z and Z/N_o shown in the wind graphs does not appear when the numbers are grouped according to concentration. This discrepancy arises from the inequalities in the number of observations in the different groups which occurs especially in the wind grouping.

If we examine the relation between the nucleus content and the size, given in the following table, we find that the general means do not agree with the result given by wind grouping.

Nucleus Content and Radius.

Z/1000	20 — 40	40 — 60	60 — 80	80 — 120	> 120
Winter ..	2,04 (7)	2,71 (10)	3,13 (9)	2,59 (20)	2,34 (32)
Spring ..	1,81 (16)	1,80 (19)	1,74 (31)	1,67 (16)	2,03 (1)
Average .	1,88 (23)	1,95 (29)	2,05 (40)	2,18 (36)	2,33 (33)

(Number of observations in brackets.)

Separate treatment of the winter and spring numbers however shows to some extent the inverse relation between nucleus content and radius for which we have already offered a tentative explanation.

Night Observations.

On two occasions observations were made between the hours of 8 p. m. and 8 a. m. during March. It was thought probable that the nuclei at night would be of greater age than the day nuclei and that there would be an absence of freshly produced nuclei from adjacent office fires. The concentrations were much smaller than the day average for the same month (118000). On one night the minimum 23000 occurred at 3 a. m. and on the second night the minimum 27000 was at 5 a. m. The values of Z/N_o however did not conform to our expectation; they were as much below the equilibrium values as the day numbers. It is possible that the nuclei were mainly freshly produced and that old day nuclei were not present.

A remarkable result was obtained on one of these nights. Between 11,30 p. m. and 2 a. m. the wind speed was zero and the radius varied between 3,0 and $3{,}7 \cdot 10^{-6}$; between 3,30 a. m. and 8,30 a. m. the wind

speed was 4 miles per hour and the radius was between 1,6 and $2{,}4 \cdot 10^{-6}$. The change in wind speed occurred at 3 a. m. (Dines chart). The 2 o'clock observation (ending at 2,37) gave $Z = 53000$, $r = 3{,}7 \cdot 10^{-6}$, $Z/N_o = 1{,}86$. The 3,30 observation gave $Z = 34000$, $r = 1{,}6 \cdot 10^{-6}$, $Z/N_o = 1{,}10$.

Relative Humidity and Size of Nuclei.

In Fig. 3 all our simultaneous observations of the relative humidity and of the radius are plotted. As we have stated there is a high correlation

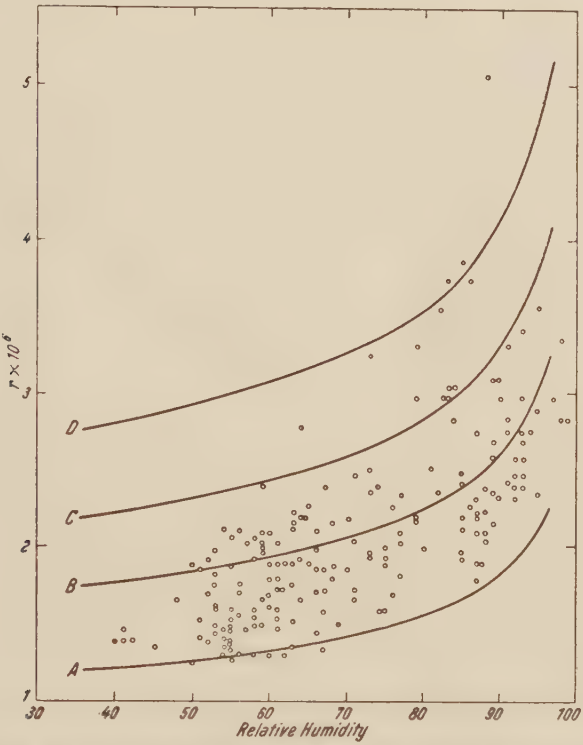

Fig. 3. Radius r of nuclei against relative humidity. Open circles represent observations. Curves A, B, C, and D show theoretical variation of radius of dilute sulphuric acid droplets with relative humidity (for the values of r_0 in the text).

coefficient between these quantities. If the mean values of the radii for different relative humidity groups are plotted the points lie roughly on a straight line. We consider however that this straight line does not give an accurate representation of the true relationship.

The relation between the size of the nuclei, considered as hygroscopic spherical droplets, and the relative humidity has been examined by Bennett [*1*], Wright [*15*] and Hogg [*3*]. The vapour pressure at the surface of a nucleus will differ from the vapour pressure over a plane

water surface owing to three effects. The convex curvature produces an increase in vapour pressure according to the relation proposed by Kelvin $p'/p = exp\ P/r$, where $P = 2\,t\,M/\sigma\,RT$, t = surface tension of water, M = molecular weight of water vapour, σ = the density of the liquid. The presence of dissolved material in the nucleus produces a diminution in the vapour pressure. The third effect we may disregard since the effect of an electric charge in promoting condensation is negligible for the size and charge of the nuclei which concern us.

We have calculated equilibrium sizes in the following way. For the curvature effect we use the value $P = 11{,}3 \cdot 10^{-8}$ given by Wright. For the solution effect we adopt the treatment of Hogg who assumed, as the composition of the solute is not definitely known, that the nuclei are sulphuric acid droplets. The quantity of acid is expressed in terms of r_o the radius of the droplet of pure sulphuric acid which gives rise to the nucleus by the absorption of water vapour. The vapour pressures were obtained from the International Critical Tables and a constant temperature of 10° C was assumed. The results obtained from this calculation of the curvature and solution effects are exhibited in the curves of Fig. 3. The values of r_o assumed for the curves A, B, C and D are 0,874, 1,26, 1,587 and $2{,}0 \cdot 10^{-6}$ cm. corresponding to volume ratios 1, 3, 6 and 12. The value of r_o for A was selected to give a curve lying along the lower edge of the array of observation points. It may be seen that most of the points lie between curves A and C and that there are a few points corresponding to curve D.

Hogg investigated the mobilities of intermediate ions in city air and found groups with distinct mobilities which varied from day to day. He deduced the radii from the mobilities and knowing the relative humidity for each calculated radius was able to deduce the radius of the droplet of pure sulphuric acid from which the ion was formed. He came to the conclusion that the r_o's so obtained fell into definite groups, the cubes forming a series 1, 2, 3 . . . 15. The r_o groups arose from the agglomeration of primary particles with values of r_o equal to $3{,}6 \cdot 10^{-7}$ cm. It is of interest to note that the radius of the particle of $^1/_{12}$ volume of particle of curve A is $3{,}8 \cdot 10^{-7}$ cm.

The results exhibited by the curves and the observation points in Fig. 3 are not in disagreement with Hogg's conclusion about the existence of discrete r_o groups. If, as seems unlikely, agglomeration proceeds by addition of primary particles up to the sizes which concern us the values of the r_o's would gradually come very close together; the line spectrum would become indistinguishable from a continuous spectrum. A far more important point however is that our measurements give the average radius so that we cannot expect to find evidence of grouping, even if the agglomeration proceeds in the manner indicated by the values of r_o used for the four curves in Fig. 3. As noted before the interpretation of our results suggested in Fig. 3 implies that the linear relation between the size and the relative humidity is not the correct representation.

References.

1. Bennett, M. G.: Q. J. R. Meteor. Soc., **60**, 3 (1934).
2. Boylan, R. K.: Proc. Roy. Irish Acad., **37**, 58 (1926).
3. Hogg, A. R.: Proc. Phys. Soc., **51**, 1014 (1939).
4. Landsberg, H.: Ergebnisse der Kosmischen Physik, Band III, Leipzig (1938).
5. McLaughlin, P. J.: Comptes Rendus **184**, 1183 and 1571 (1927).
6. Millikan, R. A.: Phys. Rev., **22**, 1 (1923).
7. Nolan, J. J. and V. H. Guerrini: Proc. Roy. Irish. Acad, **43**, 5 (1935).
8. Nolan, J. J., P. J. Nolan and P. G. Gormley: Proc. Roy. Irish Acad., **45**, 47 (1938).
9. Nolan, J. J.: Research, **1**, 647 (1948).
10. Nolan, P. J. and L. W. Pollak: Proc. Roy. Irish Acad., **51**, 9 (1946).
11. Nolan, P. J. and J. Deignan: Proc. Roy. Irish Acad., **51**, 239 (1948).
12. Nolan, P. J. and E. L. Kennan: Proc. Roy. Irish Acad., **52**, 171 (1949).
13. Nolan, P. J. and D. J. Doherty: Proc. Roy. Irish Acad., **53**, 163 (1950).
14. Scrase, F. J.: Meteor. Off. Geophy. Mem. No. 64 (1935).
15. Wright, H. L.: Proc. Phys. Soc., **48**, 675 (1936).
16. Wright, H. L.: Q. J. R. Met. Soc., **65**, 411 (1939).

551.510.534: 551.524.7

(Lichtklimatisches Observatorium Arosa.)

Der Einfluß der Temperatur auf das atmosphärische Ozon.

Von

H. U. Dütsch.

Zusammenfassung. A. und E. Vassy haben 1941 versucht, den atmosphärischen Ozongehalt (Gesamtozon) aus den entsprechenden Variationen der Stratosphärentemperatur und der eingestrahlten Sonnenenergie vollständig zu erklären. Sie machten zu diesem Zweck den Ansatz $e/J = f(T)$, und zeigten, daß die auf diesem Weg empirisch gefundene Funktion $f(T)$ näherungsweise mit der Temperaturabhängigkeit der für das Ozongleichgewicht wesentlichen Reaktionskonstanten $k(T)$ übereinstimmt. Im Gegensatz dazu kamen andere Autoren (Schröer, Dütsch und Craig), die unabhängig voneinander die photochemische Ozontheorie weiter ausbauten, zum Schluß, daß die gemessenen atmosphärischen Ozonbeträge keine rein photochemischen Gleichgewichtswerte sein können.

Zur Aufklärung dieser Differenz wird der von A. und E. Vassy aufgestellte und als erste Näherung bezeichnete Ansatz hier auf Grund der photochemischen Theorie, die noch einmal knapp entwickelt wird, untersucht, wobei vor allem folgende Mängel festgestellt werden: Der Ansatz von A. und E. Vassy bringt eine enorme Überschätzung des Temperatureinflusses auf das Gesamtozon mit sich, was anhand von zwei, nach der photochemischen Theorie durchgerechneten Zahlenbeispielen belegt wird; wegen der Hereinnahme der Tageslänge in den Ansatz zur Berechnung von J, welches Vorgehen der photochemischen Auffassung widerspricht, wird auch der Einfluß des wechselnden Sonnenstandes falsch eingeschätzt. Auf Grund der hier durchgeführten Untersuchung muß daher die von A. und E. Vassy aufgestellte Hypothese abgelehnt werden.

Summary. In 1941 A. and E. Vassy made an attempt to explain the atmospheric ozone content (total amount of ozone) fully from the corresponding variations of the temperature of the stratosphere and the total incoming solar energy. They started from the equation $e/J = f(T)$ and showed that this empirically established function $f(T)$ depends on temperature approximately in the same manner as the reaction constant $k(T)$ which is essential for the ozone equilibrium. In opposition to them Schröer, Dütsch and Craig enlarging the photochemical theory of ozone independent of each other infered that the measured total amounts of ozone cannot be explained by purely photochemical equilibrium conditions.

An attempt is made here to clear up this difference by examining the formula, put forward by A. and E. Vassy as a first approximation. It is made along the lines of the photochemical theory, which is briefly explained. In this connection some shortcomings of the Vassy theory are stated: The formula of A. and E. Vassy comprises a considerable overestimation of the influence of temperature exerted on the total amount of ozone, which criticism is supported by two numerical instances computed according to the photochemical theory. Owing to the fact that the length of the day is also considered in the formula for the calculation of J, which proceeding is in plain contradiction to the photochemical conception, the influence of the changing solar position is estimated erroneously as well. On the basis of the examination carried out here the hypothesis set out by A. and E. Vassy must be refused.

Résumé. A. et E. Vassy ont essayé en 1941 d'expliquer la teneur en ozone de l'atmosphère à l'aide des variations correspondantes de la température de la stratosphère et de l'énergie solaire rayonnée. Ils ont à cet effet posé que: $e/J = f(T)$, et ils ont prétendu que la fonction $f(T)$ trouvée ainsi empiriquement correspond à peu près à celle qui lie la constante de réaction $k(T)$ pour l'équilibre de l'ozone avec la température T. Par contre trois auteurs (Schröer, Dütsch et Craig) qui indépendamment l'un de l'autre ont élaboré la théorie photochimique de l'ozone ont conclu que les teneurs observées ne peuvent correspondre à un équilibre photochimique pur.

Pour expliquer ces divergences, on examine ici l'hypothèse de E. et A. Vassy dans le cadre de la théorie photochimique brièvement rappelée. On constate que cette hypothèse conduit à surestimer fortement le rôle de la température dans la quantité totale de l'ozone, fait confirmé par deux exemples numériques fondés sur la théorie photochimique; en introduisant la longueur du jour dans le calcul de J — ce qui est contraire au point de vue photochimique — on tient faussement compte de l'effet de la variation de la hauteur solaire. La conclusion de cette étude est que l'hypothèse de E. et A. Vassy doit être rejetée.

Die schichtartige Einlagerung des schweren Ozons ($M = 48$) in die hohe Atmosphäre läßt, ganz abgesehen von den täglichen und jährlichen Änderungen dieser Schicht, erkennen, daß diese Sauerstoffmodifikation keinen unveränderlichen Bestandteil unserer Atmosphäre darstellt. Eine solche Schichtstruktur, die im Widerspruch sowohl zum Zustand völliger Durchmischung wie auch zu einem Diffusionsgleichgewicht steht, kann nur bei ständiger Bildung und Zersetzung des betreffenden Gases aufrechterhalten bleiben. Es ist heute wohl kaum mehr zweifelhaft, daß die ultraviolette Sonnenstrahlung für diese Vorgänge verantwortlich ist.

Seit zirka 25 Jahren werden an verschiedenen Stellen der Erde mehr oder weniger regelmäßig Messungen des Gesamtozons vorgenommen. Man denkt sich das ganze, in einer Vertikalsäule enthaltene Ozon in einer Schicht unter Normalbedingungen gesammelt und gibt deren Dicke an. Diese beträgt im Mittel nur 2,5 mm (gegenüber 8 km für die homogene Atmosphäre). Trotz dieser relativ geringen Menge spielt das atmosphärische Ozon eine recht bedeutungsvolle Rolle, einmal als Strahlungsfilter (Absorption biologisch wirksamster Ultraviolettstrahlen), dann wegen der Bedeutung seiner selektiven Absorptionswirkung im ultra-

violetten, im sichtbaren und im langwelligen Bereich des Spektrums für den Wärmehaushalt und für die Strahlungsverhältnisse in der mittleren und unteren Stratosphäre. Es tritt in dieser Hinsicht dem Wasserdampf und dem Kohlendioxyd als gleichwertiger Partner zur Seite.

Es ist dabei nicht ausgeschlossen, daß das atmosphärische Ozon auf dem Umweg über stratosphärische Vorgänge den Wetterablauf wesentlich zu beeinflussen vermag. Genauere Vorstellungen darüber fehlen aber heute noch. Außerdem besteht ein Zusammenhang zwischen dem Gesamtbetrag des Ozons und der Wetterlage, doch scheint das Ozon hierbei eine passive Rolle zu spielen. Immerhin besteht die Möglichkeit, daß es als Indikator für Vorgänge in der hohen Atmosphäre benützt werden und deshalb Bedeutung für die praktische Meteorologie erhalten könnte; Untersuchungen hierüber sind seit einiger Zeit im Gange [*1*].

Die Messungen des Gesamtozons ergeben in mittleren Breiten einen jährlichen Gang mit einem Maximum im April und einem Minimum im Oktober, wobei die Amplitude mit zunehmender Breite wächst (in 60° Breite zirka 35% des Gesamtbetrages). Weiter ergibt sich eine Breitenabhängigkeit des Gesamtozons, wobei das Minimum am Äquator und das Maximum in 55 bis 60° Breite liegt. Jenseits des Polarkreises treten sehr hohe Werte im Frühjahr und sehr niedrige während der Polarnacht auf [*2*].

Fragt man nach den Ursachen dieser Schwankungen, so denkt man wegen der photochemischen Bildung des Ozons an den jahreszeitlichen Gang sowie an die Abhängigkeit des Sonnenstandes von der geographischen Breite. Wäre dies aber der einzige wirksame Faktor, so müßte das Maximum zur Zeit des Sonnenhöchststandes eintreten, und die Äquatorialzone müßte die höchsten Ozonmengen aufweisen, was den Meßergebnissen widerspricht.

Verschiedene Autoren haben daher die Vermutung ausgesprochen, daß Änderungen der Stratosphärentemperatur einen wesentlichen Anteil am Zustandekommen dieser Schwankungen haben müssen. Erstmalig wurde diese Ansicht von Harteck [*3*] 1931 auf Grund von Laboratoriumsmessungen vertreten, die eine Temperaturabhängigkeit des Ozon-Sauerstoff-Gleichgewichts ergeben hatten. Er wies darauf hin, daß die Ozonwerte, die im Frühjahr in den Polargebieten auftreten, vermutlich durch die um diese Zeit tiefen Stratosphärentemperaturen bedingt seien.

Einen umfassenden Versuch zur Erklärung dieser Schwankungen des Gesamtozons auf Grund der Veränderungen von Stratosphärentemperatur und eingestrahlter Sonnenenergie im Verlaufe eines Jahres und in verschiedenen Breiten haben A. und E. Vassy [*4*] unternommen. Diese Arbeit erschien im Jahre 1941, nachdem zwar Wulf [*5*] die moderne photochemische Theorie der Ozonbildung bereits entwickelt hatte, aber die Temperaturänderungen und der wechselnde Einfallswinkel der Sonnenstrahlung noch nicht in diese Rechnungen einbezogen worden waren. Seither ist von Schröer, Dütsch und Craig [*6*] die photochemische Theorie auf der von Wulf ausgebildeten Grundlage weiterentwickelt, und die oben erwähnten Faktoren sind in die Rechnung mit-

einbezogen worden. Die übereinstimmenden Resultate, die diese Autoren unabhängig voneinander erhielten, widersprechen der Theorie, die von A. und E. Vassy aufgestellt wurde, und die wegen ihrer Einfachheit auch in weiten Kreisen der Ozonforscher Anerkennung gefunden hat. Wir erachten es daher als wünschenswert, diese Hypothese anhand der heutigen photochemischen Theorie genauer zu untersuchen und die Gründe für die Unterschiede in den Resultaten aufzuzeigen.

A. und E. Vassy verwenden in ihrer Theorie wesentlich folgende Größen:

e = Gesamtozon;
J = gesamte während eines Tages in 30 km Höhe pro cm² einer horizontalen Fläche eingestrahlte Sonnenenergie in cal;
T = Temperatur in 30 km Höhe, durch Extrapolation aus vorliegendem aerologischem Material berechnet.

Aus dem beobachteten Wert von e und dem berechneten von J rechnen A. und E. Vassy für jeden Monat und für verschiedene Breiten die Größe $\frac{e}{J}$ aus, welche sie als Funktion der Temperatur allein ansetzen: $\frac{e}{J} = f(T)$. In einer graphischen Darstellung, die als Abszisse $\frac{1}{T}$, als Ordinate $\log \frac{e}{J}$ benutzt, tragen sie die Einzelwerte ein. Diese Punkte gruppieren sich mit einiger Streuung um eine geneigte Gerade.

Nun muß nach der chemischen Reaktionskinetik erwartet werden, daß die Gleichgewichtskonstante k der über photochemisch erzeugte O-Atome laufenden Umwandlung Ozon-Sauerstoff die Temperaturabhängigkeit

$$k(T) = a \cdot e^{+\frac{Q}{RT}} \tag{1}$$

besitzt, wo Q = Aktivierungsenergie der Reaktion (5), a = Konstante, R = Gaskonstante: infolgedessen ergibt $\log k$, als Funktion von $\frac{1}{T}$ dargestellt, ebenfalls eine Gerade. Ihre Neigung wurde durch die Versuche von Eucken und Patat [7] bestimmt; sie ist etwas weniger steil als die von A. und E. Vassy für $f(T)$ empirisch gefundene Gerade.

Aus der Tatsache, daß sich für $f(T)$ und $k(T)$ annähernd dieselbe Temperaturabhängigkeit ergibt, folgern A. und E. Vassy, daß ihr Ansatz $\frac{e}{J} = f(T)$ richtig sei, d. h. daß aus der Abhängigkeit der Stratosphärentemperatur und der Gesamtstrahlung der Sonne von Jahreszeit und geographischer Breite die entsprechenden Variationen des Gesamtozons völlig erklärt werden könnten. Im wesentlichen würde dies heißen, daß die geringen Strahlungsmengen des Winters durch die tiefen Temperaturen kompensiert und das Frühjahrsmaximum respektive das Herbstminimum des Ozons durch einen gegenüber dem Sonnenstand etwas phasenverschobenen Temperaturgang der Stratosphäre verursacht würde.

Die Hypothese wirkt bestechend durch ihre Einfachheit: die gesamte Ozonschwankung wird auf zwei leicht überblickbare Faktoren, Temperatur und Gesamtstrahlung, zurückgeführt. Trotzdem glauben wir nicht, daß sie eine ausreichende Begründung der Ozonschwankungen gibt. Auf Grund der Tatsache, daß das atmosphärische Ozon durch photochemische Vorgänge gebildet wird, haben A. und E. Vassy ihre Formel nur sehr summarisch und ohne genaue Ableitung aufgestellt. Ihre Rechtfertigung ergibt sich erst aus dem Resultat.

Nun sind aber die der atmosphärischen Ozonbildung zu Grunde liegenden photochemischen Vorgänge und ihre Folgereaktionen im Laboratorium so genau untersucht worden, daß es heute möglich ist, mit guter Näherung eine photochemische Theorie des atmosphärischen Ozons aufzubauen. Wie bereits erwähnt, sind die drei genannten Autoren [6] unabhängig voneinander auf Grund einer solchen Theorie zum Ergebnis gelangt, daß die Annahme eines ständig, in jedem Punkt der Atmosphäre bestehenden photochemischen Gleichgewichts den beobachteten Ozongang auch unter Berücksichtigung der Variationen der Stratosphärentemperatur nicht erklären kann. Man errechnet vielmehr eine Abnahme des Gesamtozons vom Sommer zum Winter und vom Äquator zum Pol. Außerdem ergibt sich, wie früher schon Wulf gezeigt hat, daß unterhalb zirka 30 bis 35 km die Einstellung des photochemischen Gleichgewichts soviel Zeit beansprucht, daß sich das Ozon gar nicht im Gleichgewichtszustand befindet (*protected regions*). Die genannten Autoren kamen übereinstimmend zum Schluß, daß die beobachtete Ozonverteilung nur durch das *Zusammenwirken von Luftbewegungen* (seien es großräumige Zirkulationsströmungen oder Austauschvorgänge oder beides) *mit den photochemischen Vorgängen* zustande kommen kann.

Im Folgenden soll untersucht werden, warum eine auf Grund der photochemischen Theorie ohne wesentliche Vernachlässigungen durchgeführte Rechnung ganz andere Resultate ergibt, als sie A. und E. Vassy mit ihrem summarischen Ansatz erhielten, den sie selbst als erste Näherung bezeichneten. Zu diesem Zweck geben wir zuerst eine knappe Darstellung der photochemischen Ozontheorie:

In Schichten unterhalb 50 km (und nur in solchen treten wesentliche Ozonmengen auf) kommen folgende Reaktionen in Betracht: die beiden *photochemischen Primärreaktionen*

$$O_2 + h\nu \rightarrow O + O \quad \text{für } \nu \geqq 1{,}24 \cdot 10^{15}\,\text{sec}^{-1}, \tag{2}$$

$$O_3 + h\nu \rightarrow O_2 + O \quad \text{für } \nu \geqq 2{,}61 \cdot 10^{14}\,\text{sec}^{-1} \tag{3}$$

und als *Sekundärreaktionen*

$$O_2 + O + M \rightarrow O_3 + M, \tag{4}$$

$$O_3 + O \rightarrow 2\,O_2{}^*, \tag{5}$$

wobei M ein beliebiger Dreierstoßpartner (O_2 oder N_2) ist.

Damit erhält man für die zeitlichen Konzentrationsänderungen der beiden variablen Größen O und O_3

$$\frac{d[O]}{dt} = 2\,J_2 + J_3 - k_2\,[O]\,[O_2]\,[M] - k_3\,[O]\,[O_3] \tag{6}$$

und

$$\frac{d[O_3]}{dt} = -J_3 + [O]\,\{k_2\,[O_2]\,[M] - k_3\,[O_3]\}, \tag{7}$$

wobei J_2 respektive J_3 die Anzahl der vom Sauerstoff respektive Ozon pro cm³ und Sekunde absorbierten wirksamen Quanten darstellt.

Im Gleichgewichtszustand sind die zeitlichen Änderungen Null, woraus sich die Gleichgewichtswerte für $[O]$ und $[O_3]$ berechnen lassen.

$$[O] = \frac{2\,J_2 + J_3}{k_2\,[O_2]\,[M] + k_3\,[O_3]}. \tag{8}$$

Wird dieser Wert in Gl. (7) eingesetzt, so ergibt sich

$$[O_3] = \frac{k_2}{k_3}\,[O_2]\,[M]\,\frac{J_2}{J_3 + J_2}; \tag{9}$$

unterhalb 50 km darf man ohne wesentlichen Fehler $\frac{J_2}{J_3 + J_2}$ durch $\frac{J_2}{J_3}$ ersetzen:

$$[O_3] = k\,[O_2]\,[M]\,\frac{J_2}{J_3}, \text{ mit } k \equiv \frac{k_2}{k_3}, \tag{10}$$

wobei $M = [O_2] + \frac{1}{2}\,N_2 \approx 3\,[O_2]$ gesetzt werden kann [8]. Dabei ist die Anzahl der absorbierten Quanten proportional der Konzentration des absorbierenden Gases, also

$$J_2 = f_2\,[O_2], \tag{11}$$

$$J_3 = f_3\,[O_3], \tag{12}$$

f_2 respektive f_3 sind die pro O_2- respektive O_3-Molekül und pro Sekunde absorbierte Anzahl Quanten; sie hängen nur von dem Absorptionskoeffizienten und der spektralen Energieverteilung im betreffenden Punkt der Atmosphäre ab, f_2 wegen der Abweichung vom Beerschen Gesetz [9] noch vom Druck.

Unter Berücksichtigung dieser Tatsache gewinnen wir aus der in $[O_3]$ scheinbar linearen Gl. (10) den folgenden Wurzelausdruck:

$$[O_3] = [O_2]\,\sqrt{k \cdot M \cdot \frac{f_2}{f_3}}. \tag{13}$$

Die Temperaturabhängigkeit des Ozons steckt dabei in der Konstanten k, eingesetzt nach den Messungen von Eucken und Patat, auf die sich auch A. und E. Vassy stützen.

Die Gesamtozonmenge ergibt sich als

$$e = \int_0^\infty [O_3]\,(h)\,dh. \tag{14}$$

Die Auswertung dieser Gleichung, auf die wir hier nicht eintreten wollen, erfordert viele Rechenarbeit, da f_2 und f_3 für verschiedene Höhen der Atmosphäre nur durch langwierige, numerische Rechnung erhalten werden können. Ein Vergleich mit A. und E. Vassys Ansatz ist eher durchführbar, wenn wir in Gl. (14) den $[O_3]$-Wert aus Gl. (10) statt (13) einsetzen, wobei allerdings zu berücksichtigen ist, daß in J_3 noch $[O_3]$ enthalten ist. Wir erhalten so:

$$e = \frac{3}{2{,}7 \cdot 10^{19}} \int_0^\infty \{[O_2]\cdot(h)\}^2 \cdot k\,(h) \cdot \frac{J_2\,(h)}{J_3\,(h)}\, dh. \tag{15}$$

In der von uns verwendeten Schreibweise lautet A. und E. Vassys Ansatz

$$e = c \cdot k\,(T) \cdot J. \tag{16}$$

Damit sind die wesentlichen Vernachlässigungen gegenüber dem korrekten photochemischen Ansatz, wie sie in A. und E. Vassys Theorie stecken, überblickbar:

1. $k\,(h)$ wird vor das Integral gezogen, d. h. es wird für die untere Stratosphäre eine *konstante Temperatur* angenommen. Diese Vereinfachung ist im Rahmen einer ersten Näherung bestimmt zulässig.

2. Für die *Sauerstoffkonzentration* in der Stratosphäre wird ein Mittelwert eingesetzt. Dies bedeutet, daß die verschieden starke Auswirkung der in größeren und geringeren Höhen absorbierten wirksamen Quanten [s. Gl. (10)] nicht berücksichtigt wird. Diese Vernachlässigung wiegt bei einer Theorie, die sich mit der Abhängigkeit des Gesamtozons von Jahreszeit und geographischer Breite, also mit der Auswirkung der verschiedenen Einfallswinkel der Sonne befaßt, schon schwerer. Eine wesentliche Auswirkung des niedrigen Sonnenstandes beruht nämlich darauf, daß ein größerer Prozentsatz der wirksamen Quanten in höheren Schichten absorbiert wird, wo ihre ozonbildende Wirksamkeit geringer ist [s. Gl. (10)]. Dieser Effekt, auf den wir anhand der von uns zahlenmäßig durchgerechneten Beispiele noch zurückkommen werden, wird hier vernachlässigt.

3. An Stelle von $\int_0^\infty \frac{J_2\,(h)}{J_3\,(h)}\, dh$, d. h. an Stelle des Verhältnisses zwischen ozonbildender und ozonzerstörender Strahlung wird hier einfach die Gesamtstrahlung eingesetzt, und zwar unabhängig von ihrer photochemischen Wirksamkeit. Einen Vergleich mit dem Ansatz von A. und E. Vassy kann man erreichen, indem man in der bereits mit den unter 1. und 2. erwähnten Vernachlässigungen behafteten photochemischen Formel (15) den Faktor $\int_0^\infty \frac{J_2\,(h)}{J_3\,(h)}\, dh$ näherungsweise ersetzt durch $\frac{\int_0^\infty J_2\,(h)\, dh}{J_3}$ d. h. für den weniger variablen Wert $J_3\,(h)$ einen konstanten Mittelwert J_3 einsetzt. Da die ozonbildende Strahlung praktisch vollständig absorbiert wird, scheint

tatsächlich $\int_0^\infty J_2(h)\,dh \sim J$ zu sein (vgl. aber S. 394). Wenn wir hier annehmen, daß im Ansatz von A. und E. Vassy die Voraussetzung, die für die Ozonbildung wirksame Strahlung werde vollständig absorbiert, enthalten sei, so geschieht dies schon deshalb, weil sonst die von ihnen postulierte Winkelabhängigkeit der Strahlung ($J \sim J_0 \cos\gamma$, γ = Zenitdistanz der Sonne) unverständlich wäre. Für die photochemische Wirksamkeit einer Strahlung an einem bestimmten Punkt der Atmosphäre ist die dort pro cm³ und Sek. absorbierte Anzahl von Quanten maßgebend und diese hängt nicht vom Einfallswinkel der Strahlung ab, da die Absorption im Raum und nicht in einer bestimmt orientierten Fläche erfolgt. Wird eine Strahlung durch diese Absorption nur wenig geschwächt, so wird daher die absorbierte Quantenzahl in jedem Punkt der Atmosphäre unabhängig vom Einfallswinkel sein und somit auch die gesamte in einer Vertikalsäule durch die Atmosphäre absorbierte Strahlung.

Wird hingegen eine Strahlung in der Atmosphäre vollständig absorbiert, so gilt obige Überlegung nur für die höchsten Atmosphärenschichten, während weiter unten, wegen der bereits erfolgten stärkeren Schwächung der einfallenden Strahlung, die Zahl der absorbierten und damit photochemisch wirksamen Quanten um so kleiner ist, je tiefer die Sonne steht. Man kann zeigen, daß die innerhalb einer Vertikalsäule durch die Atmosphäre von dieser Strahlung absorbierte Anzahl Quanten daher tatsächlich proportional $\cos\gamma$ ist. Bei dieser Betrachtungsweise läßt sich allerdings nicht einsehen, warum A. und E. Vassy auch Zenitdistanzen der Sonne $> 90°$ bei ihrer Summation über die täglich eingestrahlte Energie mitberücksichtigen (und darauf sogar speziellen Wert legen). Überhaupt bleibt unverständlich, warum sie für J nicht die Energie pro Zeiteinheit einsetzen, sondern eine Summation über die während eines Tages eingestrahlte Energie durchführen. Der Sonnenscheindauer kommt auf diese Weise in ihrem Ansatz eine wesentliche Bedeutung zu. Sie spielt dagegen in der photochemischen Theorie in der Berechnung des Gleichgewichtswertes keine Rolle [vgl. Gl. (10) respektive (13)], und ist nur wesentlich für die Berechnung der Geschwindigkeit, mit der sich das Gleichgewicht einstellt.

Nun ist J_3 proportional der Ozonkonzentration, weshalb in dieser Näherung für den ausgeklammerten Mittelwert $\bar{J}_3 = c_1 \cdot e$ eingesetzt werden kann. [Diese Annahme stimmt insofern nicht exakt, als der kleinere Teil der ozonzerstörenden Strahlung (Hartley-Banden) in der Atmosphäre vollständig absorbiert wird und dieser Anteil infolgedessen nicht proportional e ist]. Damit erhalten wir die Endformel

$$e = c_2 \cdot k(T) \cdot \frac{J'}{e} \tag{17}$$

oder

$$e = c_3 \cdot \sqrt{k(T) \cdot J'}, \tag{18}$$

wobei J' die pro Zeiteinheit eingestrahlte gesamte Sonnenenergie ist.

Somit ergibt auch eine sehr vereinfachte und dem Ansatz von A. und E. Vassy möglichst weitgehend angepaßte Rechnung nach der photochemischen Grundgleichung (10) eine andere Abhängigkeit des Gesamtozons von Temperatur und Strahlungsenergie als die von den genannten Autoren angenommene. Die Tatsache, daß die photochemische Ozonzersetzung ungefähr proportional der vorhandenen Ozonmenge ist, hat zur Folge, daß Faktoren, die eine Ozonschwankung bewirken, in ihrer Auswirkung gemildert werden [Abhängigkeit von der Wurzel statt von der ersten Potenz der Größen $k(T)$ und J'].

In Wirklichkeit ist die Temperaturabhängigkeit noch wesentlich geringer, als mit Gl. (18) angenommen wird. Da die ozonbildende Strahlung gerade im ausschlaggebenden Bereich zwischen 1900 und 2400 Å auch vom Ozon selbst kräftig absorbiert wird, ist $\int_0^\infty J_2(h)\,dh$ nicht gleich, sondern wesentlich kleiner als die gesamte eingestrahlte wirksame Strahlung und damit nicht proportional J'. Daher vermindern hohe Ozonkonzentrationen stark die vom Sauerstoff absorbierte Strahlungsenergie, von der anderseits die gebildete Ozonmenge abhängt (s. Tabelle 4). Dies bedeutet, daß die Amplitude der temperaturbedingten Ozonschwankungen noch kleiner wird, als nach Gl. (18) zu erwarten wäre.

Die vorstehenden Betrachtungen zeigen, daß A. und E. Vassy auf Grund ihres Ansatzes den Einfluß der Temperatur auf das Gesamtozon stark überschätzen. In welcher Richtung der Einfluß des Sonnenstandes verfälscht wird, läßt sich nicht direkt überblicken, da einerseits wegen der unter 2. erörterten Vernachlässigung sein Einfluß zu gering gewertet wird, während anderseits die unter 3. erwähnten Vereinfachungen den umgekehrten Einfluß haben.

Die Fehler, die durch die genannten Mängel der Theorie von A. und E. Vassy entstehen, sind nun aber so groß, daß ein völlig entgegengesetztes Resultat herauskommt als bei einer strengen Rechnung nach der photochemischen Theorie.

Die Unmöglichkeit, die Differentialgleichungen der photochemischen Theorie geschlossen zu integrieren, verlockt zur Verwendung von vereinfachenden Ansätzen. Wenn aber dadurch die geschlossene Integration ermöglicht werden soll, müssen die Vereinfachungen so weit getrieben werden, daß ihre Auswirkungen nur noch schwer überblickbar sind oder, wie im vorliegenden Fall, nur rein qualitativ abgeschätzt werden können. Die Resultate sind entsprechend unzuverlässig.

Durch die oben angestellten Überlegungen konnten wir in erster Linie nachweisen, daß der von A. und E. Vassy aufgestellte Ansatz eine sehr starke Überschätzung des Temperatureinflusses mit sich bringt. Um den begangenen Fehler genau feststellen zu können, haben wir für einen bestimmten Einfallswinkel der Sonne den atmosphärischen Ozongehalt für zwei verschiedene sehr extrem gewählte stratosphärische Temperaturverteilungen auf Grund der photochemischen Theorie berechnet. Diese Rechnung wurde für zwei verschiedene Sonnenhöhen durchgeführt.

Die Temperaturverteilung wurde so gewählt, daß Fall I den Zustand der Stratosphäre in höheren Breiten im Sommer charakterisiert, Fall II im Winter. Dabei sind bei I die Temperaturen systematisch zu hoch, bei II zu tief angesetzt, so daß die gemachten Annahmen als äußerste Grenzen des Möglichen angesehen werden können. Tabelle 1 gibt die für die beiden Extremfälle angenommene Temperaturverteilung, die nach Eucken und Patat zugehörigen k-Werte sowie deren Verhältnis an.

Tabelle 1.

Höhe in km	T in °C		k_I	k_{II}	$\frac{k_{II}}{k_I}$
	I	II			
40	+ 40	— 35	$9{,}51 \cdot 10^{-21}$	$2{,}15 \cdot 10^{-19}$	22,6
35	0	— 70	$4{,}0 \cdot 10^{-20}$	$1{,}98 \cdot 10^{-18}$	49,5
30	— 18	— 78	$9{,}25 \cdot 10^{-20}$	$3{,}80 \cdot 10^{-18}$	41,0
25	— 28	— 74	$1{,}45 \cdot 10^{-19}$	$2{,}85 \cdot 10^{-18}$	19,6
20	— 35	— 70	$2{,}15 \cdot 10^{-19}$	$1{,}98 \cdot 10^{-18}$	9,22
15	— 37	— 65	$2{,}4 \cdot 10^{-19}$	$1{,}35 \cdot 10^{-18}$	5,62
10	— 40	— 60	$2{,}79 \cdot 10^{-19}$	$9{,}85 \cdot 10^{-19}$	3,52
5	— 8	— 35			
0	+ 15	— 20			

Die Berechnung der Ozonkonzentration wurde unter Berücksichtigung der Rayleigh-Streuung (nur Einfachstreuung) durchgeführt. Die Resultate sind in Tabelle 2 zusammengestellt.

Tabelle 2.

Höhe in km	Ozonkonzentration in Molekülen pro cm³			
	A: $\gamma = 45$		B: $\gamma = 75$	
	I	II	I	II
40	$3{,}7 \cdot 10^{10}$	$6{,}5 \cdot 10^{10}$	$3{,}3 \cdot 10^{10}$	$5{,}3 \cdot 10^{10}$
35	$2{,}5 \cdot 10^{11}$	$9{,}8 \cdot 10^{11}$	$2{,}5 \cdot 10^{11}$	$8{,}0 \cdot 10^{11}$
30	$1{,}31 \cdot 10^{12}$	$3{,}80 \cdot 10^{12}$	$8{,}2 \cdot 10^{11}$	$1{,}87 \cdot 10^{12}$
25	$2{,}82 \cdot 10^{12}$	$4{,}46 \cdot 10^{12}$	$1{,}23 \cdot 10^{12}$	$1{,}76 \cdot 10^{12}$
20	$3{,}97 \cdot 10^{12}$	$4{,}13 \cdot 10^{12}$	$1{,}33 \cdot 10^{12}$	$1{,}73 \cdot 10^{12}$
15	$3{,}02 \cdot 10^{12}$	$3{,}23 \cdot 10^{12}$	$8{,}5 \cdot 10^{11}$	$1{,}50 \cdot 10^{12}$
10	$7{,}0 \cdot 10^{11}$	$8{,}0 \cdot 10^{11}$	$1{,}0 \cdot 10^{10}$	$2{,}0 \cdot 10^{10}$
Gesamtozon in mm				
	2,24	3,23	0,84	1,43

Die Ozonmengen stehen also auch für so extreme Temperaturannahmen nur im Verhältnis 1:1,44 respektive 1:1,7, während der Ansatz von A. und E. Vassy für eine Temperaturdifferenz von 60° in 30 km Höhe bei konstantem Sonnenstand ein Verhältnis von zirka 1:250 ergibt. Wählt man die Neigung der Geraden nach den Meßergebnissen von

Eucken und Patat, so würde man das Verhältnis 1:40 finden, wobei aber für die Aufrechterhaltung der Hypothese von A. und E. Vassy größere jährliche und breitenmäßige Temperaturschwankungen in der Stratosphäre angenommen werden müßten. Dieses Ergebnis mußte nach der qualitativen Abschätzung von S. 394 erwartet werden. Dennoch sind die Zahlen eindrucksvoll; sie zeigen deutlich, wie enorm groß die Folgen von nicht genau überblickbaren Vereinfachungen sein können.

Zur besseren Veranschaulichung möchten wir im Folgenden anhand unserer Rechenergebnisse einige der auf S. 392 ff. angestellten qualitativen Betrachtungen zahlenmäßig belegen. Zu diesem Zweck haben wir die in Gl. (13) eingehenden und bei der Durchführung der Rechnung numerisch bestimmten Größen f_2 und f_3 sowie ihr Verhältnis f_2/f_3 für verschiedene Höhenlagen in Tabelle 3 zusammengestellt.

Tabelle 3.

Höhe in km	A: $\gamma = 45$		B: $\gamma = 75$	
	I	II	I	II
		f_2		
40	$2{,}48 \cdot 10^{-11}$	$4{,}1 \cdot 10^{-11}$	$1{,}77 \cdot 10^{-11}$	$1{,}81 \cdot 10^{-11}$
35	$1{,}79 \cdot 10^{-11}$	$1{,}47 \cdot 10^{-11}$	$8{,}66 \cdot 10^{-12}$	$4{,}85 \cdot 10^{-12}$
30	$7{,}70 \cdot 10^{-12}$	$2{,}96 \cdot 10^{-12}$	$1{,}70 \cdot 10^{-12}$	$6{,}84 \cdot 10^{-13}$
25	$1{,}57 \cdot 10^{-12}$	$3{,}46 \cdot 10^{-13}$	$3{,}41 \cdot 10^{-13}$	$4{,}65 \cdot 10^{-14}$
20	$1{,}62 \cdot 10^{-13}$	$3{,}0 \cdot 10^{-14}$	$1{,}76 \cdot 10^{-14}$	$5{,}54 \cdot 10^{-15}$
15	$8{,}67 \cdot 10^{-15}$	$2{,}39 \cdot 10^{-15}$	$7{,}4 \cdot 10^{-16}$	$5{,}24 \cdot 10^{-16}$
		f_3		
40	$5{,}30 \cdot 10^{-3}$	$5{,}0 \cdot 10^{-3}$	$4{,}6 \cdot 10^{-3}$	$4{,}0 \cdot 10^{-3}$
35	$2{,}69 \cdot 10^{-3}$	$1{,}29 \cdot 10^{-3}$	$1{,}48 \cdot 10^{-3}$	$8{,}26 \cdot 10^{-4}$
30	$1{,}04 \cdot 10^{-3}$	$6{,}12 \cdot 10^{-4}$	$6{,}90 \cdot 10^{-4}$	$5{,}25 \cdot 10^{-4}$
25	$6{,}30 \cdot 10^{-4}$	$5{,}10 \cdot 10^{-4}$	$5{,}50 \cdot 10^{-4}$	$4{,}75 \cdot 10^{-4}$
20	$5{,}0 \cdot 10^{-4}$	$4{,}3 \cdot 10^{-4}$	$4{,}8 \cdot 10^{-4}$	$4{,}2 \cdot 10^{-4}$
15	$4{,}3 \cdot 10^{-4}$	$4{,}0 \cdot 10^{-4}$	$4{,}3 \cdot 10^{-4}$	$4{,}0 \cdot 10^{-4}$
		f_2/f_3		
40	$4{,}68 \cdot 10^{-9}$	$8{,}20 \cdot 10^{-9}$	$3{,}85 \cdot 10^{-9}$	$4{,}53 \cdot 10^{-9}$
35	$6{,}65 \cdot 10^{-9}$	$1{,}14 \cdot 10^{-8}$	$5{,}84 \cdot 10^{-9}$	$5{,}87 \cdot 10^{-9}$
30	$7{,}40 \cdot 10^{-9}$	$4{,}81 \cdot 10^{-9}$	$2{,}46 \cdot 10^{-9}$	$1{,}30 \cdot 10^{-9}$
25	$2{,}50 \cdot 10^{-9}$	$6{,}80 \cdot 10^{-10}$	$6{,}20 \cdot 10^{-10}$	$9{,}80 \cdot 10^{-11}$
20	$3{,}24 \cdot 10^{-10}$	$6{,}98 \cdot 10^{-11}$	$3{,}67 \cdot 10^{-11}$	$1{,}32 \cdot 10^{-11}$
15	$2{,}02 \cdot 10^{-11}$	$5{,}96 \cdot 10^{-12}$	$1{,}72 \cdot 10^{-12}$	$1{,}31 \cdot 10^{-12}$

Aus der in Tabelle 3 aufgeführten Abhängigkeit von f_2 und f_3 von der Höhe zusammen mit der Zunahme der O_2-Konzentration nach unten ergibt sich die Begründung für die schichtweise Einlagerung des Ozons in der Atmosphäre. An der Obergrenze der Ozonschicht wird infolge der sehr hohen Absorptionskoeffizienten des Ozons im Gebiete der Hartley-Banden die ozonzerstörende Strahlung (dargestellt durch f_3) rascher

geschwächt als die ozonbildende (f_2); das für das Gleichgewicht wesentliche Verhältnis $\frac{f_2}{f_3}$ [vgl. Gl. (13)] wächst nach unten. Da gleichzeitig auch $[O_2]$ und $k(T)$ wachsen, steigt zwischen 40 und 35 respektive 30 km die Ozonkonzentration sprunghaft an. Infolgedessen wird nun auch die ozonbildende Strahlung (wegen der Überlagerung der Absorptionsgebiete zwischen 1900 und 2400 Å) stark absorbiert, während der Rest der ozonzerstörenden Strahlung nur noch wenig geschwächt wird, da er wesentlich aus dem Wellenlängengebiet der CHAPPUIS-Banden mit kleinen Absorptionskoeffizienten und großer Strahlungsintensität stammt. Dieser Effekt überkompensiert unterhalb 25 bis 20 km die durch Steigerung der O_2-Konzentration bedingte Zunahme der O_3-Konzentration, so daß diese nun wieder abnimmt.

Die bedeutungsvolle Wirkung der Überschneidung der Absorptionsgebiete wird durch Tabelle 4 veranschaulicht; die Prozentzahlen dieser Tabelle beziehen sich durchwegs auf die ganze, innerhalb der Einheitssäule absorbierte Anzahl Quanten.

Tabelle 4. *Absorption der ozonbildend wirksamen Quanten durch Sauerstoff respektive Ozon.*

	A: $\gamma = 45°$		B: $\gamma = 75°$	
	I	II	I	II
Innerhalb einer durch die Atmosphäre gelegten Einheitssäule von 1 cm² Querschnitt absorbierte Anzahl zur Ozonbildung befähigter Quanten	$3{,}78 \cdot 10^{13}$	$3{,}78 \cdot 10^{13}$	$1{,}43 \cdot 10^{13}$	$1{,}43 \cdot 10^{13}$
davon durch O_2 absorbiert:				
Anzahl in der ganzen Einheitssäule	$2{,}36 \cdot 10^{12}$	$1{,}37 \cdot 10^{12}$	$1{,}20 \cdot 10^{12}$	$6{,}1 \cdot 10^{11}$
in % der gesamten Quantenanzahl:				
in der ganzen Einheitssäule	6,25%	3,62%	8,38%	4,25%
unterhalb 42,5 km	3,34%	1,37%	3,56%	1,25%
unterhalb 32,5 km	1,09%	0,24%	0,93%	0,20%
durch O_3 absorbiert in % der gesamten Quantenanzahl	93,75%	96,38%	91,62%	95,75%
durch O_3 innerhalb der Einheitssäule absorbierte Anzahl ozonzerstörender Quanten	$3{,}98 \cdot 10^{15}$	$5{,}25 \cdot 10^{15}$	$1{,}30 \cdot 10^{15}$	$1{,}81 \cdot 10^{15}$

Demnach wird weitaus der größte Teil der zur Ozonbildung befähigten Strahlung vom Ozon selbst absorbiert und wirkt damit ozonzerstörend statt -bildend. Die Zersetzungswirkung fällt zwar gegenüber derjenigen der Strahlung anderer Wellenlängen nicht ins Gewicht, dagegen ist der so entstehende Verlust an ozonbildender Strahlung bedeutungsvoll. Ohne diese Wirkung wäre die Menge des atmosphärischen Ozons wesentlich größer und das Ozonmaximum würde etwas tiefer liegen.

Auch bei der Beeinflussung des Gesamtozons durch Temperatur und Einfallswinkel der Sonne spielt diese Absorptionswirkung des Ozons eine große Rolle. Im Falle A I werden 6,25% der wirksamen Strahlung tatsächlich vom Sauerstoff absorbiert und wirken damit ozonbildend, im Falle A II, bei tieferer Temperatur und damit höherer Ozonkonzentration, nur 3,6%. Noch ausgeprägter wird dieser Unterschied, wenn man die Absorption im Gebiete des Ozonmaximums (unterhalb 32,5 km), d. h. im Gebiet stärkster Wirksamkeit der absorbierten Quanten betrachtet. Im Falle I wird 1,09%, im Falle II nur 0,24% der gesamten eingestrahlten wirksamen Strahlung unterhalb dieser Höhe durch den Sauerstoff absorbiert, weshalb die Ozonkonzentration hier im Falle II trotz der viel tieferen Temperaturen nicht mehr wesentlich höher ist als bei I. (vgl. auch die entsprechenden Werte für f_2 respektive f_2/f_3 in Tabelle 3). Analog liegen die Verhältnisse bei tieferem Sonnenstand (Fall B).

Wie nach den Ausführungen auf S. 393 zu erwarten war, ergibt die Rechnung, daß bei niedrigem Sonnenstand (Fall B) die ozonbildende Strahlung, dargestellt durch f_2, beim Eindringen in die Atmosphäre rascher geschwächt wird, als bei hohem (Fall A) (vgl. Tabelle 3). Tabelle 4 zeigt, daß sich auch die Überschneidung der Absorptionsgebiete bei tiefem Sonnenstand relativ stärker auswirkt: trotz der geringeren Gesamtozonmenge nimmt das Ozon im Fall B II einen größeren Prozentsatz der ozonbildenden Strahlung weg, als im Fall A I. Der Einfluß der Sonnenhöhe auf die ozonzerstörende Strahlung dagegen ist geringer, er macht sich nur gerade an der Obergrenze der Ozonschicht bemerkbar, wo die Strahlung der Hartley-Banden bei tiefem Sonnenstande rascher absorbiert wird. Der für die Ozonkonzentration wesentliche Faktor f_2/f_3 ist daher bei tiefem Sonnenstande gerade in den Schichten maximaler Ozonkonzentration kleiner, weshalb das Maximum und damit auch das Gesamtozon geringere Werte aufweist als bei hohem Sonnenstand. Die Abhängigkeit des Gesamtozons vom Sonnenstand allein entspricht — mindestens für die hier untersuchten Einfallswinkel — ungefähr dem von A. und E. Vassy gewählten Ansatz $J \sim \cos\gamma$, und damit auch $e \sim \cos\gamma$. Da aber A. und E. Vassy ungerechtfertigterweise auch noch die Tageslänge in J hereinnehmen, wirkt sich der Sonneneinfluß bei ihnen doch ganz anders auf das Gesamtozon aus als nach unserer Rechnung. Ohne diese Berücksichtigung der Tageslänge, die der photochemischen Betrachtungsweise widerspricht, würden die die Sommerwerte für hohe Breiten repräsentierenden Punkte noch viel stärker aus ihrem

Schema herausfallen, als sie das ohnehin schon tun, womit aber die von A. und E. Vassy verwendete Beweisführung hinfällig würde.

Wir haben durch den hier ausgeführten Vergleich mit der photochemischen Theorie eine ganze Reihe von Mängeln und Fehlern, die im Ansatz von A. und E. Vassy enthalten sind, aufgezeigt. Ihre Hypothese muß daher nach unserer Ansicht fallen gelassen werden, obschon der mit Hilfe ihres Ansatzes berechnete jahreszeitliche und breitenmäßige Ozongang ziemlich gut mit der Beobachtung übereinstimmt. Die Beweiskraft der indirekten Methode, die Belegung eines Ansatzes durch seinen Erfolg, ist natürlich keine absolute, so daß eine Hypothese trotz scheinbarem Erfolg nicht aufrechterhalten werden kann, wenn auf deduktivem Weg Fehler im Ansatz nachgewiesen werden können. Außerdem sinkt die Beweiskraft dieser Methode an und für sich stark, wenn zwischen beobachteten und berechneten Einzelwerten eine erhebliche Streuung auftritt, wie es hier der Fall ist. Wir wollen hierauf nicht näher eintreten, sondern auf die nachfolgende Untersuchung von K. Zeller über diese Seite der Hypothese von A. und E. Vassy verweisen.

Literaturverzeichnis.

1. Dobson, G. M. B. and A. R. Meetham: Atmospheric ozone and meteorology. Quart. Journ. **60**, 265 (1934).
Meetham, A. R.: The correlation of the amount of ozone with other characteristics of the atmosphere. Quart. Journ. **63**, 289 (1937).
Penndorf, R.: Ozon und Wetter. Meteorol. Z. **61**, 231 (1944).
Tönsberg, E. and K. L. Olsen: Investigations on atmospheric ozone at Nordlysobservatoriet Tromsö. Geof. Publ. **13**, no. 12 (1944).
Moser: Ozon und Wetterlage. Ber. Deutsch. Wetterd. US-Zone, Nr. 11: Ozon (1949).
Reed, R. J.: The effects of atmospheric circulations on ozone distribution and variations. Diss. Mass. Inst. Tech. 1949, unveröffentlicht.
2. Götz, P.: Der Stand des Ozonproblems. Vjahrsschr. Naturforsch. Ges. Zürich **89**, 250 (1944).
3. Harteck, P.: Die Schwankungen des Ozongehalts der Atmosphäre. Naturwiss. **19**, 858 (1931).
4. Vassy, A. et E.: Rôle de la temperature dans la distribution de l'ozone atmosphérique. Journ. Phys. Rad. (8) **2**, 81 (1941).
5. Wulf, O. R. and L. S. Deming: The theoretical calculation of the distribution of photochemical-formed ozone in the atmosphere. — The effect of visible solar radiation on the calculated distribution of atmospheric ozone. — The distribution of atmospheric ozone in equilibrium with solar radiation and the rate of maintenance of the distribution. Terr. Magn. **41**, 299 (1936); **41**, 375 (1936); **42**, 195 (1937).
6. Schröer, E.: Theorie der Entstehung, Zersetzung und Verteilung des atmosphärischen Ozons. Ber. Deutsch. Wetterd. US-Zone, Nr. 11: Ozon (1949).
Dütsch, H. U.: Photochemische Theorie des atmosphärischen Ozons unter Berücksichtigung von Nichtgleichgewichtszuständen und Luftbewegungen. Diss. Zürich 1946.

Craig, R. A.: The observations and photochemistry of atmospheric ozone and their meteorological significance. Diss. Mass. Inst. Tech. 1948, unveröffentlicht.

7. Eucken, A. und F. Patat: Temperaturabhängigkeit der photochemischen Ozonbildung. Z. phys. Chemie B **33**, 459 (1936).

8. Schumacher, H. J.: Photokinetik des Ozons I. Z. phys. Chemie B **17** 415 (1932).

9. Heilpern, W.: Die Absorption des Lichtes durch Sauerstoff bei der Wellenlänge $\lambda = 2144$ ÅE in Abhängigkeit vom Druck. Helv. Phys. Acta **14**, 329 (1941).
— Die Absorption des Lichtes durch Sauerstoff im Wellenlängenbereich $\lambda = 2100$ bis $\lambda = 2400$ ÅE in Abhängigkeit vom Druck. Helv. Phys. Acta **19**, 245 (1946).

551.510.534: 551.524.7

(Lichtklimatisches Observatorium Arosa.)

Kritische Bemerkung zur Frage der Temperaturabhängigkeit der Ozonverteilung.

Von

K. Zeller.

Zusammenfassung. A. und E. Vassy haben in der Frage der Temperaturabhängigkeit des Ozongehalts der Atmosphäre aus der Gleichung $\log e_n - \log J_n \simeq \log K(T_n)$ geschlossen, daß auch die Gleichung $\log e_n \sim \log J_n + \log K(T_n)$ gültig sei. Es wird hier nun gezeigt, daß die bei der ersten Gleichung erlaubten Vernachlässigungen bei der zweiten zu großen Fehlern führen können und daß daher von A. und E. Vassy kein Beweis für die Richtigkeit der Beziehung $e = J \,.\, K(T)$ erbracht ist.

Summary. In the question of temperature dependence of ozone content of the atmosphere A. and E. Vassy have concluded from the equation $\log e_n - \log J_n \simeq \log K(T_n)$ that also the formula $\log e_n \simeq \log J_n + \log K(T_n)$ must be valid. In this paper it is proved that the neglections which may be admitted for the first equation, can conduct to great errors. Therefore A. and E. Vassy have not produced a proof for the correctness of the equation $e = J \,.\, K(T)$.

Résumé. A. et E. Vassy en étuidant le problème de la teneur de l'ozone atmosphérique en relation avec la température ont admis que l'équation $\log e_n - \log J_n \sim \log K(T_n)$ entraînait aussi la relation $\log e_n \sim \log J_n + \log K(T_n)$. On montre ici que les simplifications admises pour la première équation conduisent pour l'application de la seconde à de fortes erreurs, et que par conséquent ces auteurs n'ont pas fourni de preuve de la justesse de la relation $e = J \,.\, K(T)$.

Im Jahre 1941 stellten A. und E. Vassy [1] die Behauptung auf, daß zwischen der reduzierten Dicke e der Ozonschicht in der Atmosphäre, der eingestrahlten Sonnenenergie J und der mittleren Temperatur T der Ozonschicht eine Beziehung von der Form $e = J \cdot K(T)$ besteht, wo $K(T)$ eine unten näher bezeichnete Funktion ist. Sie begründen diese Annahme folgendermaßen: Einerseits ist ein solcher Zusammenhang auf Grund der Photochemie des Ozons zu erwarten (Deduktion), anderseits bestätigen die Meßresultate das genannte Gesetz (Induktion).

In der vorliegenden Arbeit wird nun die Weise, in der A. und E. Vassy von den Meßresultaten auf das Gesetz $e = J \cdot K(T)$ schließen, einer mathematischen Kritik unterzogen.

Behauptet wird ein Zusammenhang $e = J \cdot K(T)$ oder, anders geschrieben:

$$\log e = \log J + \log K(T). \tag{1}$$

Begründet wird diese Behauptung damit, daß für eine Anzahl von Meßresultaten — die durch den Index n unterschieden werden — an Hand einer Zeichnung festgestellt wird, daß die Werte $(\log e_n - \log J_n)$, aufgetragen in Abhängigkeit von T^{-1}, sich um eine Gerade gruppieren, daß also für ein gewisses Wertepaar a und b die Funktion

$$\log K(T) = a\,T^{-1} + b$$

die Gleichung

$$\log e_n - \log J_n = \log K(T_n) + \varepsilon_n, \tag{2}$$

erfüllt, wo — und das ist wesentlich — die ε_n klein sind, und zwar klein im Vergleich zum Schwankungsbereich der Werte $(\log e_n - \log J_n)$, also $\mathrm{Max}\,|\varepsilon_n| \ll \mathrm{Max}\,(\log e_n - \log J_n) - \mathrm{Min}\,(\log e_n - \log J_n)$ ist.

Man schreibt dann für (2) auch kürzer

$$\log e_n - \log J_n \cong \log K(T_n). \tag{3}$$

A. und E. Vassy schließen nun aus (3), daß

$$\log e_n \cong \log J_n + \log K(T_n) \tag{4}$$

gilt. Diese Folgerung ist aber nicht richtig. Denn wohl gilt noch

$$\log e_n = \log J_n + \log K(T_n) + \varepsilon_n; \tag{5}$$

aber nun sind die ε_n nicht mehr klein im Vergleich zum Schwankungsbereich der Werte $(\log e_n)$. Dies liegt daran, daß die Werte $(\log J_n)$ und ebenso $[\log K(T_n)]$ sich über ein viel größeres Intervall erstrecken als die Werte $(\log e_n)$.

Man kann somit aus den Meßresultaten nicht auf den Zusammenhang $e = J \cdot K(T)$ schließen.

Präziser lassen sich die Ergebnisse mit Hilfe der Korrelationsrechnung [2] formulieren. Sind zwei (endliche) Wertsysteme (x_n) und (y_n) gegeben, für die ein Zusammenhang der Form $x_n \cong c \cdot y_n$ vermutet wird, so berechnet man nach bekannten Regeln den Korrelationskoeffizienten $r = r(x_n|y_n)$ sowie die Zahl c^*, für die mit $c = c^*$ die „beste" Beziehung $x_n \cong c \cdot y_n$ erhalten wird. r^2 ist dann ein Maß für die „Strammheit" der Beziehung $x_n \simeq c^* \cdot y_n$, und zwar ist die Beziehung umso strammer, je größer r^2 ist. Dabei gilt $0 \leqq r^2 \leqq 1$. Im allgemeinen wird man nur dann eine Beziehung zwischen (x_n) und (y_n) annehmen, wenn $r^2 \geqq 0{,}5$ ist. Im folgenden kann auf die Berechnung von c^* verzichtet werden.

Für die Wertsysteme $(\log e_n - \log J_n)$ und $[\log K(T_n)]$ ist nun $r^2 \approx 0{,}75$, d. h. diese Systeme sind korreliert. Hingegen ist für $(\log e_n)$ und $[\log J_n + \log K(T_n)]$ die Größe $r^2 < 0{,}1$, d. h. man kann aus den Meßresultaten nicht auf eine Beziehung von der Form $\log e = c \cdot [\log J + \log K(T)]$ schließen.

Durch Abänderung der von VASSY benützten Zahl a kann man im letzteren Fall r^2 ein wenig erhöhen; es bleibt aber immer noch $r^2 < 0{,}1$.

Das Ergebnis soll nun noch verdeutlicht werden:

Schreibt man (2) in der Form

$$-\log J_n = \log K(T_n) + (\varepsilon_n - \log e_n), \tag{6}$$

betrachtet man also $(\varepsilon_n - \log e_n)$ als Abweichungen von einer vermuteten Beziehung $-\log J = \log K(T)$, so ergibt sich für die Wertsysteme $(-\log J_n)$ und $[\log K(T_n)]$ die Größe r^2 wiederum zu 0,75, die Meßresultate sprechen somit für einen — offenbar vorhandenen — Zusammenhang zwischen J und T.

Sind allgemein (x_n) und (y_n) zwei eng korrelierte Wertsysteme $(x_n \sim y_n)$ mit großem Schwankungsbereich (Max x_n — Min $x_n >$ Max log e_n — Min log e_n), so gilt

$$\log e_n + x_n \sim y_n, \tag{7}$$

woraus man natürlich nicht auf eine Abhängigkeit der Ozonwerte von den durch (x_n) und (y_n) repräsentierten Daten schließen darf. Ersetzt man anderseits in (2) $\log e_n$ durch andere Werte, etwa durch einen konstanten Wert $\log e$, so gilt nach wie vor

$$\log e - \log J_n \simeq \log K(T_n). \tag{8}$$

Mit der oben kritisierten Schlußweise läßt sich also auch eine andere als die tatsächlich beobachtete Ozonverteilung erklären. Ein Beweis für die Beziehung $e = J \cdot K(T)$ ist somit nicht erbracht.

Literaturverzeichnis.

1. VASSY, A. et E.: Rôle de la température dans la distribution de l'ozone atmosphérique. Journ. Phys. Rad. (8) **2**, 81 (1941).
2. Vgl. etwa BAUR, F.: Korrelationsrechnung. Leipzig und Berlin 1928.

551.553.11

Theorie der Land- und Seewinde.

Von

F. Defant, Innsbruck.

Mit 7 Textabbildungen.

Zusammenfassung. Vorliegende Arbeit beschäftigt sich mit den tagesperiodisch ablaufenden Land- und Seewinden. Von theoretischer Seite wird unter Berücksichtigung von Reibung, ablenkender Kraft der Erdrotation und horizontalem sowie vertikalem Wärmetransport mit Verwendung der Konvektionstheorie von Lord Rayleigh eine vollständige mathematische Behandlung der Land- und Seewindzirkulation in allen Schichten gegeben. Für verschiedene Annahmen obiger Kräfte wird eine erschöpfende Durchrechnung des Zirkulationsrades der Land- und Seewindzirkulation durchgeführt. Diese Theorie bezieht sich auf den Seewind in seiner natürlichen Entwicklung im Sinne von J. Hann, nicht aber auf einen Seewind mit frontartigem Einbruch.

Summary. This paper deals with land and sea breezes showing a daily variation. A complete mathematical theory is given of land and sea breeze circulation within all layers taking into account friction, deflective effect of earth rotation, horizontal as well as vertical heat transport, and making use of Lord Raleighs convection theory. On the base of different assumptions for the above forces, the whole cycle of land and sea breeze circulation is calculated. This theory applies to the normal sea breeze in the sense of J. Hann and not to a sea breeze of frontal character.

Résumé. La présente étude traite des brises périodiques de terre et de mer. On donne une théorie complète de la circulation de ces brises à tous niveaux en tenant compte du frottement, de l'accélération complémentaire et du transport horizontal et vertical de chaleur en utilisant le théorème de la convection de Lord Rayleigh. En faisant différentes hypothèses sur ces forces, on arrive à un calcul complet du cycle de circulation des brises. Cette théorie s'applique aux brises normales, au sens de J. Hann, et non pas aux brises de mer à caractère frontal.

I. Einleitung.

Der bekannte Wechsel zwischen landwärts- bzw. seewärts wehenden Winden, den sogenannten Land- und Seewinden, an den Meeresküsten der Kontinente oder an den Küsten größerer Binnenseen im Laufe eines

Tages ist wohl der einfachste Fall einer Luftzirkulation, die in mehr oder minder vertikalen Ebenen vor sich geht. Die Ursache dieses Windwechsels in den Küstenregionen ist in dem unterschiedlichen Wärmeverhalten von Land und Wasser zu suchen. An einstrahlungsreichen Sommertagen treten in den unteren Luftschichten zwischen Land und Wasser horizontale Temperaturdifferenzen auf, welche die Energie zur Ausbildung dieser horizontalen bzw. vertikalen Luftströmungen von reinem Zirkulationscharakter enthalten. Die Erscheinung hat in der Meteorologie und Klimatologie weitgehendste Beachtung und Bearbeitung gefunden. Auch von theoretischer Seite her liegen eine Reihe wertvoller Beiträge vor. Ich brauche hier auf die Erscheinung des Land- und Seewindes nicht näher einzugehen; den größeren Handbüchern und Lehrbüchern der Meteorologie kann das Wesentliche entnommen werden. Ebenso sind dort umfassende Literaturangaben zu finden [*1*].

Will man die Entstehung und den täglichen Ablauf des Land- und Seewindes von der *theoretischen* Seite her behandeln und soll eine solche Theorie vollständig sein, so ist es notwendig, mehrere wichtige Einflüsse bzw. Kräftewirkungen in Rechnung zu stellen und ihnen die nötige Beachtung zu schenken. Neben der Gradientkraft, die aus dem bestehenden Temperaturunterschied Land—Wasser resultiert, ist unbedingt 1. der Einfluß der turbulenten Wärmeübertragung in vertikaler Richtung, 2. die turbulenten Reibungseinflüsse der Luftbewegung selbst und 3. der Einfluß der Erdrotation auf die Luftbewegung zu berücksichtigen.

Die vielen älteren und neueren theoretischen Arbeiten begnügen sich meist damit, den einen oder anderen dieser Faktoren in den Gang der theoretischen Rechnungen einzuschalten und seinen Einfluß auf die tagesperiodischen Land- und Seewinde zu untersuchen. Dies führt dann zu Ergebnissen, die nur teilweise befriedigen und die keinen Anspruch darauf erheben können, als vollständige Theorie der Land- und Seewinde zu gelten.

II. Die bisherigen theoretischen Untersuchungen über Land- und Seewinde.

a) Vom Standpunkt einer reinen stationären Zirkulationsbewegung hat Jeffreys [*2*] in Anwendung auf die Monsunwinde das Problem theoretisch aufgegriffen. Seine Lösung unter Berücksichtigung von Reibung, Druckkraft und Corioliskraft ergibt eine mit der täglichen Temperaturwelle phasengleich ablaufende Windänderung. Diese Phasengleichheit zeigen die Beobachtungen nicht. Diese Lösung befriedigt also nicht ganz, wenn auch mit ihrer Hilfe die Größe der mit der Zirkulation verbundenen Bodendruckschwankung wie auch die Höhe, in welcher der Monsun in die obere Gegenströmung umschlägt, errechnet werden kann, wie Vergleiche mit den Beobachtungen aus dem asiatischen Monsungebiet gezeigt haben.

b) V. Bjerknes [*3*] betrachtet die Zirkulation des Land- und Seewindes als eine periodische Strömung um isobar-isostere Solenoide. Nach dieser Theorie würde der Seewind zur Zeit der größten Erwärmung

beginnen und seine größte Intensität zur Zeit des kleinsten Temperaturunterschiedes zwischen Land und Wasser, also am Abend, erreichen. Die Phase des Windes wäre um ein Viertel der Periode von der Phase der Dichteänderung verschieden. Dies steht wiederum mit den Beobachtungen nicht im Einklang.

Beide Theorien (a und b) können also die Beobachtungstatsachen nicht völlig befriedigend darstellen.

c) Die Einführung des horizontalen bzw. vertikalen Wärmetransportes und die Einführung der Turbulenzreibung in die theoretischen Überlegungen stellten die Theorie des Land- und Seewindes auf eine neue bessere Grundlage. Fußend auf der älteren von Lord Rayleigh entwickelten Konvektionstheorie [*4*] haben Kobayasi und Sasaki [*5*], sowie später Arakawa und Utsugi [*6*] Lösungen gegeben, die mit den Beobachtungstatsachen beachtenswert gut übereinstimmen. Die Übereinstimmung scheint jedoch nur dann gewährleistet, wenn ein 100mal größeres Temperaturleitvermögen verwendet wird als jenes, das Taylor aus den Beobachtungen abgeleitet hat. Die Höhe der gesamten Land- und Seewindzirkulation (Unterströmung zusammen mit oberer Gegenströmung) ist in den Lösungen dieser Theorie vorgegeben. Man sollte erwarten, daß diese Höhe sich aus den Randbedingungen der Theorie als Ergebnis derselben bestimmen ließe. Zu diesem Mangel tritt noch als weiterer hinzu, daß die Theorie die Reibung unberücksichtigt läßt. Diese ist aber, wie Godske [*7*] gezeigt hat, für den Phasenunterschied zwischen Dichte- und Windgeschwindigkeitsänderung verantwortlich.

d) Eine einfache elementare Theorie des Land- und Seewindes gibt F. H. Schmidt [*8*]. Seine Theorie beschäftigt sich mit Teilfragen des Land- und Seewindproblems, wie Phasenunterschied zwischen Wind- und Temperaturgang oder dem Einfluß der Erddrehung. Die Erklärung und Behandlung dieser charakteristischen Erscheinungen der Land- und Seewinde gelingt ihm unter Vorgabe einer aus den Beobachtungstatsachen abgeleiteten Temperaturverteilung. Das ganze Stromsystem wird auch unter Berücksichtigung der Kompressibilität der Luft berechnet und die Berücksichtigung der Wirkung der Corioliskraft führt zu einer befriedigenden Erklärung aller Erscheinungen des Naturphänomens in *quantitativer* Form. Sowohl die Amplitude der täglichen Temperaturwelle, als auch die durch diese hervorgerufene Amplitude der Dichteänderung, sowie die Größe der Reibungskonstante läßt F. H. Schmidt mit der Höhe nach einer e-Potenz abnehmen. Es wäre vorzuziehen, wenn diese Änderungen sich zwanglos aus der Theorie ergeben würden, ebenso wie auch die Höhe der umkehrenden Schichte (Umschlag von Unterströmung in obere Gegenströmung) nicht eine Abhängigkeit von diesen vorgegebenen e-Potenzabnahmen zeigen sollte, sondern durch die Theorie festgelegt würde. Immerhin hat diese Untersuchung viel zum Verständnis der Vorgänge bei Land- und Seewind beigetragen und hat die Abweichung der Windrichtung von der Küstennormale bzw. Drehung des Windes im Laufe des Tages in Übereinstimmung mit den Beobachtungen befriedigend erklärt. Die Theorie erhebt keinen Anspruch auf Vollständigkeit.

e) Einen wichtigen neueren Beitrag zur Theorie des Land- und Seewindes hat B. HAURWITZ [9] gegeben. In Abweichung von allen übrigen Arbeiten geht er vom BJERKNESschen Zirkulationstheorem aus. Er zeigt, daß nach diesem die Intensität des Windes nicht nur zunimmt, so lange die Temperaturdifferenz Land—Wasser zunimmt, sondern darüber hinaus noch so lange anwächst, bis diese Differenz verschwindet. Die Phasendifferenz zwischen Temperaturunterschied und Windmaximum beträgt dann 6 Stunden oder $^1/_4$ der Periode. HAURWITZ zeigt, daß der Einfluß der Reibung diese Phasendifferenz im Einklang mit der Beobachtung beträchtlich herabzusetzen vermag. Auch die tägliche Winddrehung des Seewindes läßt sich an Hand dieser theoretischen Gedankengänge als Effekt der Corioliskraft leicht erklären. So konsequent HAURWITZ den Einfluß aller mitbestimmenden Faktoren abzuschätzen vermag, so fehlt doch, wie auch den vorstehenden Überlegungen von F. H. SCHMIDT die für die Theorie des Land- und Seewindes notwendige Darlegung, wie der Gegensatz der Temperatur von Land und Wasser, der *am Boden* durch die tägliche Temperaturvariation gegeben ist, in der freien Atmosphäre die Zirkulation des Land- und Seewindes unter Einfluß von Reibung und ablenkender Kraft der Erdrotation auszubilden imstande ist.

III. Theorie des Land- und Seewindes.

Faßt man den Land- und Seewind als eine Zirkulation in einer Zelle im Sinne der Konvektionstheorie von LORD RAYLEIGH [4] auf, dann kommt man dem Gesamtproblem dieser Lokalwinde wesentlich näher. Es lassen sich dabei vertikaler wie auch horizontaler Wärmetransport und die Reibung berücksichtigen.

Setzt man in Abweichung von KOBAYASI und SASAKI [5] für die potentiellen Temperaturverhältnisse am Erdboden eine einfache harmonische Winkelfunktion der Form $\vartheta = M e^{int} \sin l x$ an, so legt man damit die Länge $\frac{L}{2}$ der Zirkulationszelle zwischen den Grenzen $x = -\frac{\pi}{2l} = -\frac{L}{4}$ und $x = +\frac{\pi}{2l} = +\frac{L}{4}$ fest. $\left(l = \frac{2\pi}{L}\right.$ und $\left. n = \frac{2\pi}{1\,\text{Tag}} = 7{,}273 \times 10^{-5}\right.$; die Tagesfrequenz.) Hierbei liege die Y-Achse in der Küstenrichtung positiv nach links, die X-Achse senkrecht zur Küste positiv landeinwärts und die Z-Achse vertikal, positiv aufwärts. Für die obere Grenze der Zelle wählen wir $z = h$; diese Höhe soll nicht von vorneherein gegeben sein und sich erst aus der Theorie ergeben. Im allgemeinen soll nur angenommen werden, daß in größeren Höhen sowohl der Temperatureinfluß als auch die Luftbewegung auf kleine Werte herabgeht.

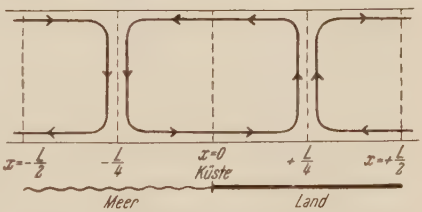

Abb. 1. Zirkulationszelle der Land- und Seewindzirkulation (tagsüber) (nachts umgekehrter Strömungssinn).

Die Grundannahme $\vartheta \sim \sin l\,x$ erzwingt natürlich eine fortlaufende Kette von Zirkulationen, d. h. es würden sich an die Hauptzelle, die ihre Mitte über der Küste besitzt, weitere Zirkulationszellen landwärts bzw. seewärts anschließen.

Nimmt man dagegen die Temperaturverteilung am Boden *nicht* als einfache harmonische Winkelfunktion, sondern in beliebiger Form an, so braucht man diese Form nur in eine FOURIERsche Reihe zu entwickeln und die späteren Lösungen bzw. Rechenoperationen gelten streng für jedes Glied der Entwicklung bzw. lassen sich streng mit jedem Glied einzeln durchführen; ihre Summe ergibt dann die Gesamtlösung. Die Grenzbedingungen sind: 1. am Boden soll keine vertikale Windgeschwindigkeit w vorhanden sein und 2. in der Höhe der oberen Grenze der Zelle soll sowohl die vertikale Windgeschwindigkeit als auch der Temperaturunterschied zwischen Land und Wasser verschwindend klein werden, d. h.

$$\begin{aligned} &1.\ \text{für } z = 0 \text{ sei } w = 0 \text{ und } \vartheta = M e^{\text{int}} \sin l\,x \\ &2.\ \text{für } z \text{ groß sei } w \sim 0 \text{ und } \vartheta \sim 0. \end{aligned} \tag{1}$$

Die Differentialgleichungen der Bewegung lauten:

$$\begin{aligned} \frac{\partial u}{\partial t} &= -\frac{1}{\varrho}\frac{\partial p}{\partial x} \\ \frac{\partial v}{\partial t} &= -\frac{1}{\varrho}\frac{\partial p}{\partial y} \\ \frac{\partial w}{\partial t} &= -\frac{1}{\varrho}\frac{\partial p}{\partial z} - g, \end{aligned} \tag{2}$$

worin u, v, w die Geschwindigkeitskomponenten in den Koordinatenrichtungen, ϱ die Dichte der Luft, p der Druck und g die Schwerebeschleunigung bedeuten.

Diese Bewegungsgleichungen gelten unter der Voraussetzung, daß die Schwerkraft als einzige äußere Kraft wirksam ist und die Quadrate kleiner Größen vernachlässigt werden und damit $\frac{d}{dt}$ identisch mit $\frac{\partial}{\partial t}$ wird.

Schreiben wir nun für die Dichte der Luft $\varrho = \varrho_0 + \delta\varrho$, so wird

$$g\,\varrho = g\,\varrho_0\left(1 + \frac{\delta\varrho}{\varrho_0}\right) = g\,\varrho_0 - g\,\varrho_0\,\alpha\,\theta = g\,\varrho_0 - \varrho_0\,\gamma\,\theta, \tag{3}$$

worin θ die Temperatur von einem Nullpunkt aus, in dem $\varrho = \varrho_0$ ist, gezählt wird. α ist der Ausdehnungskoeffizient der Luft und γ ist $g\,\alpha$.

Der Druck p setzt sich zusammen aus dem statischen Druck und dem Störungsdruck und allgemein ist mit (3)

$$p = g\int \varrho\,dz = g\,\varrho_0\,z - \gamma\,\varrho_0\int \theta\,dz.$$

Bezeichnet man den Druck der homogenen Atmosphäre bei der konstanten Dichte ϱ_0 mit $g\,\varrho_0\,z = P$, so wird

$$p = P - \gamma\,\varrho_0\int \theta\,dz.$$

Wir führen nun die Störungstemperatur ϑ ein, die durch $\theta = \Theta + \vartheta$ gegeben ist, worin Θ die Mitteltemperatur bedeutet und setzen

$$\tilde{\omega} = P - \varrho_0 \gamma \int \Theta \, dz. \tag{4}$$

Dann wird

$$p = \tilde{\omega} - \gamma \varrho_0 \int \vartheta \, dz. \tag{4a}$$

Es steht nichts im Wege, die Störungstemperaturen ϑ als Abweichungen von einer mittleren *potentiellen* Temperatur zu betrachten.

Die Gl. (2) werden dann mit Berücksichtigung von (4) und (3), wenn man die Änderung des Druckes in der Küstenrichtung $\frac{\partial p}{\partial y}$ gegen jene senkrecht zur Küste $\frac{\partial p}{\partial x}$ vernachlässigt und in erster Annäherung $\varrho = \varrho_0$ setzt:

$$\begin{aligned} \frac{\partial u}{\partial t} &= -\frac{1}{\varrho_0}\frac{\partial \tilde{\omega}}{\partial x} \\ \frac{\partial v}{\partial t} &= 0 \\ \frac{\partial w}{\partial t} &= -\frac{1}{\varrho_0}\frac{\partial \tilde{\omega}}{\partial z} + \gamma \vartheta. \end{aligned} \tag{5}$$

Berücksichtigt man nun noch die Reibung in Form des Guldberg-Mohnschen Reibungsansatzes (σ = Reibungskonstante) und die ablenkende Kraft der Erdrotation (Corioliskraft; $f = 2\omega \sin \varphi$ Coriolisparameter, ω die Winkelgeschwindigkeit der Erddrehung, φ die geographische Breite), so lauten die Bewegungsgleichungen (5) unter Hinzunahme der entsprechenden Glieder:

$$\begin{aligned} \frac{\partial u}{\partial t} &= f v - \sigma u - \frac{1}{\varrho_0}\frac{\partial \tilde{\omega}}{\partial x} \\ \frac{\partial v}{\partial t} &= -f u - \sigma v \\ \frac{\partial w}{\partial t} &= -\sigma w - \frac{1}{\varrho_0}\frac{\partial \tilde{\omega}}{\partial z} + \gamma \vartheta. \end{aligned} \tag{6}$$

Zu diesen Gleichungen tritt noch die Kontinuitätsgleichung (Inkompressibilität des Mediums vorausgesetzt) hinzu:

$$\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial w}{\partial z} = 0. \tag{7}$$

Weiters muß die Wärmetransportgleichung ($\varkappa$ = turbulenter Temperaturleitfähigkeitskoeffizient) in der Form

$$\frac{d\vartheta}{dt} = \frac{\partial \vartheta}{\partial t} + u\frac{\partial \vartheta}{\partial x} + v\frac{\partial \vartheta}{\partial y} + w\frac{\partial \vartheta}{\partial z} = \varkappa\left(\frac{\partial^2 \vartheta}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \vartheta}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 \vartheta}{\partial z^2}\right) \tag{8}$$

Anwendung finden. Nimmt man ein konstantes potentielles Temperaturgefälle $\frac{\partial \vartheta}{\partial z} = \beta$ an und vernachlässigt man $\frac{\partial \vartheta}{\partial x}$ und $\frac{\partial \vartheta}{\partial y}$ gegenüber $\frac{\partial \vartheta}{\partial z}$, was

erlaubt ist, und $\frac{\partial^2 \vartheta}{\partial y^2}$ gegenüber $\frac{\partial^2 \vartheta}{\partial z^2}$ und $\frac{\partial^2 \vartheta}{\partial x^2}$, so reduziert sich die Gleichung für den Wärmetransport auf die Form:

$$\frac{\partial \vartheta}{\partial t} + \beta w = \varkappa \left(\frac{\partial^2 \vartheta}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \vartheta}{\partial z^2} \right). \tag{9}$$

Die Gl. (6), (7) und (9) stellen die Grundlagen der Theorie des Land- und Seewindes dar. Sie gestatten, Reibung, Corioliskraft und Wärmetransport in Rechnung zu stellen. Für Fälle, wo Reibung und ablenkende Kraft nicht wirksam sind, ist in ihnen σ bzw. f gleich Null zu setzen.

Ein Lösungsansatz in der Form:

$$\begin{aligned} u &= u(z)\, e^{int} \cos l x, \qquad w = w(z)\, e^{int} \sin l x \\ v &= v(z)\, e^{int} \cos l x, \qquad \tilde{\omega} = \tilde{\omega}(z)\, e^{int} \sin l x \\ &\qquad\qquad \vartheta = \vartheta(z)\, e^{int} \sin l x \end{aligned} \tag{10}$$

ergibt in Gl. (6), (7) und (9) eingesetzt folgende 5 Differentialgleichungen für die nur von z abhängigen Funktionen u, v, ω, $\tilde{\omega}$, ϑ:

$$\begin{aligned} i n u &= f v - \sigma u - \frac{l}{\varrho_0} \cdot \tilde{\omega}, \\ i n v &= -f u - \sigma v, \\ i n w &= -\sigma w - \frac{1}{\varrho_0} \frac{\partial \tilde{\omega}}{\partial z} + \gamma \vartheta, \\ i n \vartheta &= -\beta w - \varkappa l^2 \vartheta + \varkappa \frac{\partial^2 \vartheta}{\partial z^2}, \\ -l u &+ \frac{\partial w}{\partial z} = 0. \end{aligned} \tag{11}$$

Aus diesen lassen sich folgende wichtige Beziehungen ableiten:

$$\tilde{\omega} = -\frac{\varrho_0}{l} \frac{(i n + \sigma)^2 + f^2}{i n + \sigma} \cdot u; \quad u = \frac{1}{l} \frac{\partial w}{\partial z}; \quad v = -\frac{f}{i n + \sigma} \cdot u. \tag{12}$$

Zusätzlich ergeben sich 2 Differentialgleichungen für w und ϑ:

$$\begin{aligned} \frac{\partial^2 w}{\partial z^2} &= \lambda^2 w + r \vartheta \\ \frac{\partial^2 \vartheta}{\partial z^2} &= \varepsilon w + s \vartheta, \end{aligned} \tag{13}$$

worin die Hilfsgrößen λ, r, ε, s mit den bekannten Größen n, σ, f, γ, $\varkappa$, β, l in folgender Weise verbunden sind:

$$\begin{aligned} \lambda^2 &= \frac{l^2 (i n + \sigma)^2}{(i n + \sigma)^2 + f^2}; \qquad \varepsilon = \frac{\beta}{\varkappa} \\ r &= -\gamma \frac{l^2 (i n + \sigma)}{(i n + \sigma)^2 + f^2}; \quad s = \left(\frac{i n}{\varkappa} + l^2 \right). \end{aligned} \tag{14}$$

Für die Gl. (13) machen wir folgenden Lösungsansatz (A, B, C, D, a, b freie Konstanten):

$$\begin{aligned} w &= A e^{+az} + B e^{-bz} \\ \vartheta &= C e^{+az} + D e^{-bz} \end{aligned} \tag{15}$$

und denken uns solche für u, v, $\tilde{\omega}$ in entsprechender Weise.

Mittels der ersten Randbedingung (1): für $z = 0$ (Boden) $w = 0$ und $\vartheta = M$ läßt sich der Lösungsansatz (15) in eine etwas andere Form umwandeln:

$$\begin{aligned} w &= A\,[e^{+az} - e^{-bz}] \\ \vartheta &= M\,e^{-bz} + C\,[e^{+az} - e^{-bz}]. \end{aligned} \tag{16}$$

Dieser Lösungsansatz (16) befriedigt auch die zweite Randbedingung (1), wenn von den Werten für a und b nur jene verwendet werden, bei denen der reelle Teil von a negativ, der reelle Teil von b positiv ist. Damit ist der Bedingung, daß in großen Höhen der Temperatureinfluß und die Luftbewegung sehr klein werden, Genüge getan. Setzt man diesen Lösungsansatz in die Differentialgleichungen (13) ein, so erhält man vier Bestimmungsgleichungen, die zur Ermittlung der freien Konstanten A, B, C, D, a und b ausreichen.

Es ergeben sich nach Zwischenrechnungen:

$$\begin{aligned} A &= -\frac{r}{(b^2 - a^2)} \cdot M = -B \\ C &= \frac{(b^2 - s)}{(b^2 - a^2)} \cdot M = M - D \end{aligned} \tag{17}$$

und zwei gleich aufgebaute Gleichungen 4. Grades zur Bestimmung von a und b:

$$a^4 - (s + \lambda^2)\,a^2 + s\,\lambda^2 - \varepsilon\,r = 0$$

$$b^4 - (s + \lambda^2)\,b^2 + s\,\lambda^2 - \varepsilon\,r = 0.$$

Daraus wird

$$a^2 \text{ und } b^2 = \frac{s + \lambda^2}{2} \pm \frac{1}{2}\sqrt{(s + \lambda^2)^2 - 4\,(s\,\lambda^2 - r\,\varepsilon)}. \tag{18}$$

Damit sind alle freien Konstanten des Lösungsansatzes aus den bekannten Konstanten der Rechnung gemäß (14) bestimmbar.

Die Lösung des Gesamtproblems läßt sich mit Hinsicht auf die Bestimmbarkeit von a und b aus (18) nun wie folgt angeben:

$$\begin{aligned} w &= -\frac{r}{(b^2 - a^2)} \cdot M\,[e^{+az} - e^{-bz}]\,e^{int}\sin l\,x, \\ \vartheta &= M\,[e^{-bz} + \frac{b^2 - s}{b^2 - a^2}\,\{e^{+az} - e^{-bz}\}]\,e^{int}\sin l\,x, \\ u &= \frac{1}{l}\,\frac{\partial w}{\partial z}\,e^{int}\cos l\,x = -\frac{r}{(b^2 - a^2)\,l} \cdot M\,[a\,e^{+az} + b\,e^{-bz}]\,e^{int}\cos l\,x, \\ v &= -\frac{f}{in + \sigma} \cdot u. \end{aligned} \tag{19}$$

Diese Gesamtlösung unter Berücksichtigung von Reibung, Corioliskraft und vertikalem bzw. horizontalem Wärmetransport gestatten nun eine erschöpfende Durchrechnung des Land- und Seewindproblems für alle nur möglichen Variationen mit und ohne Beeinflussung durch obige Kräfte. Schalten wir den Einfluß der Reibung ($\sigma = 0$) und den Einfluß

der Corioliskraft ($f = 0$) aus, so ergeben sich die Werte a und b aus der Beziehung (20):

$$a^2 \text{ oder } b^2 = l^2 - \frac{n^2 \pm \sqrt{n^4 - 4\,i\,\varkappa\,n\,\beta\,\gamma\,l^2}}{2\,\varkappa\,n\,i}. \qquad (20)$$

Gleichzeitig ist r nicht mehr der Wert aus (14), sondern $r = \frac{\gamma\,l\,i}{n}$. Die letzte Gleichung für v in (19) verschwindet, was besagt, daß bei Ausschaltung von Reibung und Corioliskraft keine Komponente der Bewegung in Richtung des Küstenverlaufes wirkt, sondern die Windbewegung nur senkrecht auf die Küstenlinie abläuft.

Zu bemerken ist noch, daß alle Hilfsgrößen in (14) und auch die Werte a und b komplexe Größen sind. Mit dem Faktor e^{int} multipliziert erlauben sie eine korrekte Trennung von reellen und imaginären Teilen, was jedoch sehr umfangreiche Rechnungen erfordert.

IV. Zahlenmäßige Auswertung der theoretischen Lösung.

Die Durchrechnung der Lösungen (19) für ϑ, u, v, w, unter Variation der Reibungsgröße ($\sigma = 0,\ 0{,}5,\ 1{,}0,\ 2{,}5 \times 10^{-4}$) ohne Corioliskraft und auch mit Berücksichtigung der Corioliskraft ($f = 1{,}031 \times 10^{-4}$ und $\sigma = 2{,}5 \times 10^{-4}$) wurde exakt durchgeführt.

Dabei wurden folgende Konstanten verwendet:

Tabelle 1.

	Bezeichnung	Dimension	Zahlenwert
Tagesfrequenz	n	$\sec^{-1}$	$7{,}273 \times 10^{-5}$
vertikaler Temperaturgradient	β	° C/cm	$2{,}5 \times 10^{-5}$ potentiell $-7{,}5 \times 10^{-5}$ wahre Temp.
Schwerebeschleunigung	$g_{0,45}{}^{\circ}$	cm sec^{-2}	980,616
Ausdehnungskoeffizient	α $g\,\alpha = \gamma$	grad^{-1} $\text{cm grad}^{-1}\,\text{sec}^{-2}$	1/273,2 = 0,0036603 3,60
turbulenter Temperaturleitfähigkeitskoeffizient	$\varkappa$	$\text{cm}^2\,\text{sec}^{-1}$	$2{,}25 \times 10^{+5}$
Coriolisparameter	$f = 2\,\omega \sin\varphi$	$\sec^{-1}$	$1{,}031 \times 10^{-4}$ ($\varphi = 45°$)
Guldberg-Mohnsche Reibungsgröße	σ	$\sec^{-1}$	$0{,}0.5,\ 1.0{,}2.5 \times 10^{-4}$
Wellenzahl der Zirkulationszelle	$l = 2\,\pi/L$	cm	$2\,\pi/120$ km = $= 0{,}525 \times 10^{-6}$

Diese Konstanten ergeben mit den verschiedenen Annahmen für σ und f nach Gl. (18) bei Trennung von imaginären und reellen Teilen folgende komplexe Zahlengrößen:

Tabelle 2.

$\frac{f}{10^{+4}}$	$\frac{\sigma}{10^{+4}}$	$a^2 \times 10^{+9}$	$b^2 \times 10^{+9}$	$a \times 10^{+4}$	$b \times 10^{+4}$
0	0	$-0{,}865-0{,}751\,i$	$+0{,}865+1{,}059\,i$	$-0{,}113+0{,}315\,i$	$+0{,}329+0{,}156\,i$
0	0,5	$-0{,}513-0{,}840\,i$	$+0{,}513+1{,}164\,i$	$-0{,}153+0{,}274\,i$	$+0{,}299+0{,}195\,i$
0	1,0	$-0{,}287-0{,}749\,i$	$+0{,}287+1{,}074\,i$	$-0{,}160+0{,}233\,i$	$+0{,}264+0{,}203\,i$
0	2,5	$-0{,}092-0{,}529\,i$	$+0{,}092+0{,}854\,i$	$-0{,}149+0{,}177\,i$	$+0{,}218+0{,}196\,i$
,031	2,5	$-0{,}064-0{,}468\,i$	$+0{,}064+0{,}791\,i$	$-0{,}143+0{,}164\,i$	$+0{,}207+0{,}191\,i$

Dabei hat die zweite Randbedingung (1) bei der Wahl von a und b Berücksichtigung gefunden. Aus der Größe der Werte von a und b läßt sich bereits in ganz charakteristischer Weise der Reibungseinfluß und der Einfluß der ablenkenden Kraft herauslesen. Nach Kenntnis der Werte a und b ist es möglich, Gl. (19) auszuwerten. Diese Auswertung geht z. B. für den Fall $\sigma = 0$, $f = 2\,\omega \sin 45° = 1{,}031 \times 10^{-4}$ in folgender Weise vor sich:

Es lautet z. B. die erste Gl. in (19)

$$w = -\frac{r}{b^2 - a^2} \cdot M \sin l\,x\,[\cos n\,t + i \sin n\,t]\,[e^{+az} - e^{-bz}]. \qquad (21)$$

Bezeichnet man $a = m + n\,i$ und $b = \mu + \nu\,i$, wobei m, n, μ, ν die reinen Zahlenwerte mit Vorzeichen der Tab. 2 bedeuten, so wird:

$$[e^{+az} - e^{-bz}] = e^{mz}\,[\cos n\,z + i \sin n\,z] - e^{-\mu z}\,[\cos \nu\,z - i \sin \nu\,z] =$$
$$= [e^{mz} \cos n\,z - e^{-\mu z} \cos \nu\,z] + [e^{mz} \sin n\,z + e^{-\mu z} \sin \nu\,z] \cdot i. \qquad (22)$$

Es läßt sich demnach $[e^{+az} - e^{-bz}]$ in einen reellen Teil R und in einen imaginären Teil J aufspalten in der Form:

$$[e^{+az} - e^{-bz}] = R + J\,i. \qquad (23)$$

Nun berechnet man den Faktor $-\frac{r}{b^2 - a^2} = -0{,}284 - 2{,}635\,i$ und erhält für:

$$w = [-0{,}284 - 2{,}635\,i] \cdot [\cos n\,t + i \cdot \sin n\,t] \cdot [R + \Im\,i]. \qquad (24)$$

Erst nach restlosem Ausmultiplizieren dieser Gleichung darf man die imaginären Glieder weglassen und erhält:

$$w = +0{,}284\,[(-R + 9{,}28\,J) \cos n\,t + (9{,}28\,R + J) \sin n\,t]. \qquad (25)$$

Bezeichnen wir nun $(-R + 9{,}28\,J)$ mit $M_w \cos {}_w$ und $(9{,}28\,R + J)$ mit $M_w \sin {}_w$, so läßt sich w darstellen durch:

$$\begin{aligned} w &= 0{,}284\,M_w \cos (n\,t - \varepsilon_w) \\ &= 0{,}284\,M_w \cos n\,(t - h_w), \end{aligned} \qquad (26)$$

wobei $h_w = \frac{\varepsilon_w}{n}$ ist und die Zeit des maximalen Wertes von w angibt.

Mittels der Gl. (21) bis (26) läßt sich die vertikale Geschwindigkeitskomponente w des Seewindes in (19) total auswerten, und zwar für ver-

Abb. 2. Amplituden (M_u m/sec) und Phasen (h_u in Std.) der küstennormalen Komponente u der Windgeschwindigkeit bei verschiedener Größe des Reibungskoeffizienten σ. Die gestrichelten Kurven gelten bei Berücksichtigung von Reibung und Corioliskraft ($\sigma = 2{,}5 \cdot 10^{-4}$, $f = 1{,}031 \times 10^{-4}$, $\varphi = 45°$).

schiedene Höhen z von $z = 0$, 50, 100 usw. bis 500 und $z = 500$, 600, 700 usw. bis 2000 Meter. Als Ergebnis erhält man nach umfangreicher Rechnung gemäß Gl. (26) die Amplitude $0{,}284 \cdot M_w$ von w für je 1° C

Temperaturdifferenz Land—Wasser in cm/sec für alle Höhen z von 0 bis 2 km Höhe und auch den zeitlichen Phasenunterschied h_w des Eintritts dieser Geschwindigkeiten in den einzelnen Höhen z gegenüber dem Eintritt des Temperaturdifferenzmaximums am Boden in Stunden bzw. Zehntelstunden.

In gleicher Weise wie bei w sind auch die entsprechenden Amplituden- und Phasenwerte für alle Höhen z von 0 bis 2 km der übrigen charakteristischen Größen des Land- und Seewindes nach Gl. (19) zu berechnen.

Das Ergebnis der Gesamtauswertung für alle Höhen z ist in Tabelle 3 wiedergegeben. Diese enthält die Amplitude M und die Phase h von u, v, w, und stellt die Auswertung der Theorie für die horizontale bzw. vertikale Geschwindigkeitsverteilung und Temperaturverteilung am Boden und in der freien Atmosphäre dar (Tabelle 3).

Das Studium der Tabelle 3 beginnt man am besten bei den horizontalen Geschwindigkeitswerten M_u senkrecht zur Küste (S. a. Abb. 2). Es zeigt sich, daß sich für den reibungslosen Fall ohne Wirkung der Corioliskraft am Boden eine Geschwindigkeit von 5,43 m/sec für je 1° C Temperaturdifferenz Land—Wasser ergibt. Dieser Wert ist, wie bei Reibungslosigkeit zu erwarten war, groß; er geht mit steigender Reibung ($\sigma = 0.5$ bis 2.5) auf 1,7 m/sec zurück. Stellt man noch die Corioliskraft in Rechnung, so erkennt man, daß diese die geschwindigkeitsmindernde Wirkung der Reibung nicht unterstützt, sondern im Gegenteil die Geschwindigkeit der küstennormalen Komponente u des Seewindes wieder von 1,70 auf 1,84 m/sec ansteigen läßt. Bei maximalen Temperaturunterschieden an Meeresküsten zwischen Land und Wasser von 4° bis 5° C ergeben sich so maximale Seewindgeschwindigkeiten von 9 bis 11 m/sec.

Mit der Höhe nimmt die Geschwindigkeit ab und erreicht in einer gewissen Höhe ein Minimum, um dann bis zu einem sekundären zweiten Maximum zuzunehmen. Oberhalb desselben nimmt die Geschwindigkeit mit der Höhe rasch ab und in 2 km Höhe sind nur sehr kleine Werte vorhanden. Die Höhe des unteren Geschwindigkeitsminimums gibt die Höhe der Windumkehr vom Seewind zum Landwind bzw. umgekehrt. Die Höhe des oberen Geschwindigkeitsmaximums gibt das Niveau der oberen rückkehrenden Luftströmung. Diese beiden Höhen zeigen eine Abhängigkeit von der Reibung in der Art, daß sie mit Zunahme der Reibung ansteigen, und zwar pro $0{,}5 \times 10^{-4}$ Reibungszunahme um zirka 50 m. Die umkehrende Schichte steigt von 320 m auf 500 m, die Höhe des oberen Windmaximums der Gegenwindströmung von 640 auf 950 m an, wenn man die Reibung von 0 bis $2{,}5 \times 10^{-4}$ steigert.

Die Berücksichtigung der Corioliskraft wirkt in derselben Richtung wie die Reibung, d. h. die Höhen nehmen weiter zu, aber der Einfluß ist kaum merkbar. Aber noch etwas anderes ist aus den M_u-Werten zu lesen. Es nimmt im reibungslosen Fall die Geschwindigkeit u beim Umschlag vom unteren Seewind in den oberen Landwind nicht auf den Wert Null ab, sondern geht mit einem Wert von 1,16 m/sec in den oberen Landwind über. Der Umschlag erfolgt also in einer sehr dünnen Schichte.

Tabelle 3.

z (m)	M_ϑ (in °C)					M_u (m/sec) pro 1° C Temp.-Differenz					M_v m/sec	M_w (cm/sec) pro 1° C Temp.-Differenz				
$10^4 \times f$	0	0	0	0	1,031	0	0	0	0	1,031	1,031	0	0	0	0	1,031
$10^4 \times \sigma$	0	0,5	1,0	2,5	2,5	0	0,5	1,0	2,5	2,5	2,5	0	0,5	1,0	2,5	2,5
0	1,00	1,00	1,00	1,00	1,00	5,43	4,46	3,58	1,70	1,84	0,72	0,00	0,00	0,00	0,00	0,00
50	0,90	0,89	0,90	0,91	0,91	4,30	3,62	2,80	1,41	1,52	0,61	1,28	1,08	0,85	0,34	0,44
100	0,79	0,78	0,79	0,82	0,83	3,35	2,76	2,23	1,19	1,26	0,49	2,27	1,48	1,51	0,62	0,80
150	0,69	0,68	0,70	0,73	0,74	2,52	2,02	1,66	0,96	0,98	0,40	3,01	2,54	2,02	0,82	1,09
200	0,60	0,58	0,60	0,65	0,66	1,85	1,40	1,06	0,76	0,80	0,32	3,56	2,96	2,39	1,02	1,32
250	0,52	0,49	0,51	0,58	0,58	1,44	0,92	0,77	0,60	0,63	0,25	3,92	3,25	2,64	1,16	1,49
300	0,44	0,41	0,43	0,51	0,51	1,16	0,61	0,44	0,46	0,48	0,19	4,02	3,40	2,79	1,25	1,62
350	0,37	0,33	0,36	0,45	0,44	1,16	0,53	0,26	0,31	0,35	0,13	4,21	3,45	2,86	1,32	1,70
400	0,31	0,27	0,29	0,39	0,38	1,25	0,65	0,30	0,21	0,23	0,09	4,19	3,41	2,86	1,35	1,75
450	0,26	0,21	0,23	0,34	0,32	1,37	0,80	0,41	0,11	0,11	0,04	4,11	3,30	2,80	1,37	1,76
500	0,25	0,16	0,18	0,29	0,27	1,50	0,98	0,55	0,06	0,06	0,02	3,95	3,15	2,69	1,36	1,75
600	0,17	0,09	0,10	0,20	0,17	1,64	1,08	0,66	0,14	0,11	0,04	3,52	2,74	2,39	1,29	1,66
700	0,15	0,07	0,02	0,13	0,09	1,64	1,11	0,80	0,20	0,19	0,07	3,04	2,27	2,03	1,19	1,52
800	0,15	0,09	0,03	0,08	0,04	1,57	1,05	0,77	0,25	0,23	0,10	2,56	1,82	1,66	1,07	1,34
900	0,15	0,09	0,07	0,04	0,03	1,43	0,94	0,70	0,26	0,25	0,11	2,10	1,42	1,30	0,93	1,16
1000	0,14	0,09	0,08	0,02	0,03	1,27	0,81	0,64	0,26	0,25	0,10	1,80	1,09	0,99	0,79	0,95
1200	0,16	0,08	0,07	0,04	0,05	0,95	0,49	0,44	0,24	0,21	0,08	1,34	0,68	0,55	0,54	0,61
1400	0,14	0,06	0,06	0,04	0,05	0,71	0,34	0,25	0,18	0,16	0,06	1,08	0,50	0,34	0,34	0,36
1600	0,12	0,02	0,04	0,05	0,06	0,56	0,22	0,15	0,17	0,11	0,04	0,89	0,40	0,28	0,21	0,20
1800	0,06	0,03	0,02	0,04	0,05	0,45	0,16	0,10	0,08	0,08	0,03	0,73	0,32	0,24	0,12	0,11
2000	0,05	0,02	0,00	0,03	0,03	0,37	0,03	0,08	0,06	0,06	0,02	0,58	0,25	0,19	0,09	0,04

z (m)	h_ϑ (in Stunden)					h_u (in Stunden)					h_v	h_w (in Stunden)				
$10^4 \times f$	0	0	0	0	1,031	0	0	0	0	1,031	1,031	0	0	0	0	1,031
$10^4 \times \sigma$	0	0,5	1,0	2,5	2,5	0	0,5	1,0	2,5	2,5	2,5	0	0,5	1,0	2,5	2,5
0	0,0	0,0	0,0	0,0	0,0	4,7	3,1	2,1	1,4	1,1	14,2	0,0	0,0	0,0	0,0	0,0
50	23,9	0,0	0,0	0,2	0,1	4,4	3,0	2,1	1,5	1,2	14,2	4,6	3,1	2,1	1,6	1,1
100	23,7	23,9	0,1	0,3	0,2	3,9	2,8	1,9	1,5	1,2	14,2	4,4	3,0	2,1	1,6	1,1
150	23,5	23,8	0,0	0,4	0,3	3,2	2,4	1,8	1,6	1,2	14,2	4,2	2,9	2,0	1,7	1,1
200	23,2	23,7	0,0	0,5	0,4	2,3	1,8	1,5	1,6	1,2	14,2	4,0	2,8	2,0	1,8	1,1
250	22,9	23,5	0,0	0,6	0,4	0,8	0,9	1,0	1,6	1,1	14,2	3,7	2,6	1,9	1,8	1,1
300	22,5	23,3	23,9	0,7	0,5	23,3	23,0	0,3	1,5	1,1	14,2	3,5	2,5	1,8	1,9	1,2
350	22,0	23,0	23,8	0,8	0,6	21,6	20,4	21,4	1,4	0,9	14,1	3,2	2,4	1,8	1,9	1,2
400	21,4	22,7	23,6	0,9	0,6	20,2	18,5	19,0	1,1	0,7	13,8	2,9	2,2	1,7	2,0	1,2
450	20,7	22,6	23,4	0,9	0,7	19,3	17,4	16,5	0,3	23,9	13,1	2,6	2,0	1,6	2,0	1,1
500	20,7	21,7	23,1	1,0	0,7	18,5	16,9	15,7	21,0	21,5	10,6	2,3	1,8	1,5	2,1	1,1
600	17,9	19,8	22,1	1,0	0,7	17,4	15,9	15,2	15,9	15,7	4,7	1,6	1,4	1,2	2,1	1,1
700	16,0	16,8	19,4	1,0	0,7	16,6	15,3	14,6	15,4	14,7	4,0	0,7	0,8	0,9	2,2	1,0
800	14,3	14,9	15,9	0,8	0,6	15,5	14,7	14,1	15,4	14,5	3,6	23,8	0,2	0,5	2,2	1,0
900	13,0	13,6	14,2	23,9	17,0	14,6	14,1	13,6	15,3	14,4	3,5	22,6	23,4	0,1	2,2	0,8
1000	11,8	12,7	13,4	15,1	13,8	13,7	13,5	13,6	15,1	14,2	3,3	21,5	22,4	23,4	2,2	0,7
1200	8,8	11,4	12,4	16,0	13,7	11,5	12,9	12,7	15,3	13,9	2,9	18,8	19,9	21,6	2,0	0,2
1400	7,1	9,7	11,6	15,5	13,5	9,1	10,0	11,3	15,4	13,5	2,5	16,1	17,8	19,0	1,6	23,2
1600	5,7	8,0	10,5	15,3	13,2	7,6	7,5	9,3	14,6	12,7	1,9	13,7	15,0	15,4	0,9	21,4
1800	2,8	7,5	9,0	15,3	12,9	4,1	6,8	6,9	14,5	11,6	0,8	11,3	14,5	14,6	23,4	19,2
2000	1,0	8,7	7,0	15,1	12,8	1,7	6,9	4,9	14,2	10,6	23,7	10,0	10,6	13,2	21,9	16,9

Bei Reibung verbreitert sich diese Schichte immer mehr und in ihrer Mitte rücken die Geschwindigkeitswerte an den Nullpunkt näher heran: z. B. sinkt im Falle $\sigma = 2{,}5 \times 10^{-4}$ die Geschwindigkeit auf 0,06 m/sec herab, also praktisch auf verschwindend kleine Werte. Aber noch eine weitere Wirkung hat die Berücksichtigung der ablenkenden Kraft der Erdrotation. Zur senkrechten Geschwindigkeitskomponente u tritt eine in der Küstenrichtung (positiv nach links bei Blickrichtung von der See zum Land) verlaufende Komponente v hinzu, die eine Drehung des Windvektors aus der zur Küste senkrechten Richtung zur Folge hat (s. Abb. 3). Die Amplitude dieser Querströmung beträgt am Boden 0,72 m/sec, also nicht ganz die Hälfte von jener von u (1,84 m/sec). Auch sie zeigt eine Abnahme mit der Höhe und sie wird in der gleichen Höhe wie u fast Null (500 m). Dann nimmt sie im oberen Landwindbereich wieder bis zu einem maximalen Wert (0,11 m/sec) in 920 m zu und erreicht dort ebenfalls nicht ganz die Hälfte des Wertes von u in dieser Höhe (0,25 m/sec). Das Zusammenwirken von u und v im Tagesablauf wird später noch eingehender besprochen.

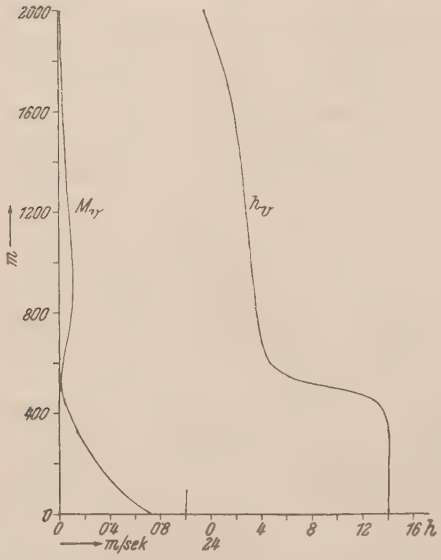

Abb. 3. Amplitude (M_v m/sec) und Phase (h_v in Std.) der küstenparallelen Komponente v der Windgeschwindigkeit bei Berücksichtigung von Reibung und Corioliskraft ($\sigma = 2{,}5 \cdot 10^{-4}$, $f = 1{,}031 \cdot 10^{-4}$, $\varphi = 45°$).

Wir wenden uns nun den Phasen h_u der Geschwindigkeit u zu, die ebenfalls in Tabelle 3 angeführt und graphisch in Abb. 2 dargestellt sind. Sie stellen die Unterschiede in Stunden zwischen dem Eintritt des maximalen Temperaturunterschiedes Land—Wasser und dem Maximum des Seewindes (u) dar. Man erkennt, daß diese Phase h_u im reibungslosen Fall am Boden 4,7 Stunden beträgt, d. h. der stärkste Seewind tritt 4,7 Stunden nach dem Eintritt des maximalen Temperaturunterschiedes auf. Dieser Phasenunterschied von 4,7 Stunden (annähernd $^1/_4$ der Periode) wird in dieser Größe durch die Beobachtungen nicht bestätigt. Erst die Berücksichtigung der Reibung setzt ihn soweit herab, daß er bei $\sigma = 2{,}5 \times 10^{-4}$ mit 1,4 Stunden einen den Beobachtungen entsprechenden Wert erreicht. Die Corioliskraft verkleinert denselben weiter auf 1,1 Stunden, aber, wie man sieht, ist praktisch kein Unterschied vorhanden.

Mit zunehmender Höhe verringert sich im Einklang mit der Abnahme der Amplitude von u der Phasenunterschied ebenfalls. Aber in bestimmter Höhe setzt der Phasensprung ein (durch Trennstriche in Tabelle 3 ge-

kennzeichnet). Er deckt sich mit der Höhe der Umkehrschichte vom unteren Seewind in den oberen Landwind bzw. umgekehrt und zeigt demnach, genau wie diese, einen stetigen Höhenanstieg mit zunehmender Reibung. Die Berücksichtigung der Corioliskraft ändert wenig an der Höhe dieses Phasensprungs.

Auch die Phase h_v der Geschwindigkeitskomponente v des Seewindes (s. Abb. 3), die bei Berücksichtigung der Corioliskraft auftritt, zeigt in der Umkehrschichte den starken Sprung. Ihr Wert am Boden beträgt

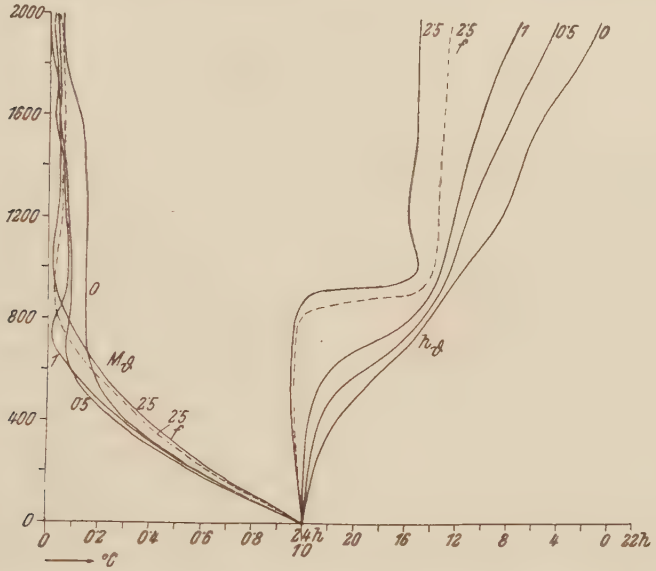

Abb. 4. Amplituden (M_ϑ in ° C) und Phasen (h_ϑ in Std.) der Schwankung der potentiellen Temperatur ϑ bei verschiedener Größe des Reibungskoeffizienten σ. Die gestrichelten Kurven gelten bei Berücksichtigung von Reibung und Corioliskraft ($\sigma = 2{,}5 \cdot 10^{-4}$, $f = 1{,}031 \quad 10^{-4}$, $\varphi = 45°$).

14,2 Stunden, d. h. 14,2 Stunden nach Eintritt des Temperaturdifferenzmaximums Land—Wasser tritt das Maximum von v ein. Ist z. B. der Eintritt des Maximums der Temperaturdifferenz um 12 Uhr mittags, so würde das Maximum von u um 13,1 Uhr, dasjenige von v um 2,2 Uhr eintreten. Die Differenz zwischen u und v beträgt demnach 10,9 Stunden, also fast eine halbe Periodenlänge. Dieser Unterschied von zirka 10,9 Stunden zwischen der Phasenlage von u und v bleibt bis zur Höhe der Umkehrschichte fast konstant und ändert darüber nach dem Sprung beider Phasen lediglich sein Vorzeichen.

Bei den Amplituden M_ϑ und Phasen h_ϑ der potentiellen Temperatur (s. Abb. 4) ist vor allem die Abnahme der Amplituden M_ϑ mit wachsender Höhe für alle Reibungsannahmen vom angenommenen Bodenwert 1° C bis zu verschwindend kleinen Temperaturunterschieden Land—Wasser

in bestimmter Höhe auffällig. Von dieser Höhe erfolgt dann vorübergehend wieder eine Zunahme von M_ϑ nach oben, welche Größe dann wieder auf verschwindend kleine Werte abnimmt. Für den reibungslosen Fall ergibt sich das erste Minimum von M_ϑ in einer Höhe von zirka 600 bis 700 m. Mit steigendem Reibungseinfluß wächst diese Höhe bis zirka 1000 m an und bleibt bei Berücksichtigung der Corioliskraft nahezu unverändert. *Man kann dieses Temperaturminimum wohl mit der Obergrenze des Gesamtsystems von unterem Seewind und oberem Landwind, also mit der Obergrenze des Gesamtzirkulationssystems des Land- und Seewindes in Verbindung bringen.*

Auch die Phase h_ϑ erleidet in dieser Höhe einen kräftigen Sprung, nachdem sie vom Boden bis dorthin fast unverändert geblieben ist.

Die Werte von h_ϑ zeigen in ganz charakteristischer Weise im reibungslosen Fall ($\sigma = 0$) und in den Fällen mit mäßiger Reibung ($\sigma = 0{,}5$ und $\sigma = 1$) mit wachsender Höhe eine Verfrühung, d. h. es tritt der maximale Temperaturunterschied am Boden (1° C) später ein als in den höheren Schichten, die von der Zirkulation erst allmählich erfaßt werden. Diese Tatsache zeigen die Beobachtungen nicht, denn es ist in Wirklichkeit eher eine Verspätung von h_ϑ mit der Höhe verständlich und auch sinnvoll. Eine solche wird interessanterweise erst erzielt, wenn die Reibungsgröße σ den Wert 1 übersteigt und bei den in Wirklichkeit vorhandenen Reibungsgrößen um $\sigma = 2{,}5$ wird die Verspätung von h_ϑ mit der Höhe recht deutlich. Auch die Berücksichtigung der Corioliskraft ändert nichts an dieser Erscheinung.

Die Abnahme des am Erdboden vorhandenen Temperaturunterschiedes zwischen Wasser und Land mit steigender Höhe richtet sich im Einklang mit Reibung, Corioliskraft und vertikalem bzw. horizontalem Wärmetransport, so ein, daß sie an der Obergrenze der Gesamtzirkulation endet und sich der Temperaturunterschied Land—Wasser dort ausgeglichen hat.

Die darüber erneut, wenn auch in ganz geringem Maß, wieder vorhandenen Temperaturunterschiede gehören wohl den über der Hauptzirkulation vorhandenen neuen Zirkulationsbewegungen an, die sich auch in vorhandenen, ebenfalls geringen horizontalen bzw. vertikalen Geschwindigkeiten u, v und w äußern. Theoretisch müssen solche obere Zirkulationsräder noch existieren, wenn sie auch wegen der geringen Geschwindigkeiten praktisch bedeutungslos und nicht beobachtbar sind, weil stets ein oberer durch die allgemeine Wetterlage verursachter Gradientwind vorhanden ist.

Somit legt die Theorie eine *Obergrenze* der Land- und Seewindzirkulation fest. Diese erscheint unabhängig vom ursprünglich vorhandenen Temperaturgegensatz Land—Wasser und markiert sich lediglich durch ein völliges Verschwinden desselben in dieser Höhe. Sie erweist sich dagegen abhängig vom Aufbau der Atmosphäre, von Reibung, Corioliskraft und Wärmetransport. Die Reibung wirkt auf die Obergrenze erhöhend, die Corioliskraft ebenfalls, jedoch ist ihr Einfluß gering.

Die gleichfalls aus der Theorie ermittelten Amplituden und Phasen M_w und h_w (s. Abb. 5) der vertikalen Geschwindigkeitskomponente w sind ebenfalls der Tabelle 3 zu entnehmen. Im Einklang mit den Beobachtungen und im Gegensatz zu den Werten von u und v (m/sec) weisen diese vertikalen Geschwindigkeiten w nur kleine Werte auf, so daß es besser ist, sie in cm/sec anzugeben. Vom Bodenwert $w = 0$, der der Grenzbedingung entspricht, nimmt M_w mit der Höhe bis zu einem maximalen Wert in einem bestimmten Niveau zu und darüber wieder ab. Dieses Niveau maximaler Vertikalgeschwindigkeit erweist sich als von

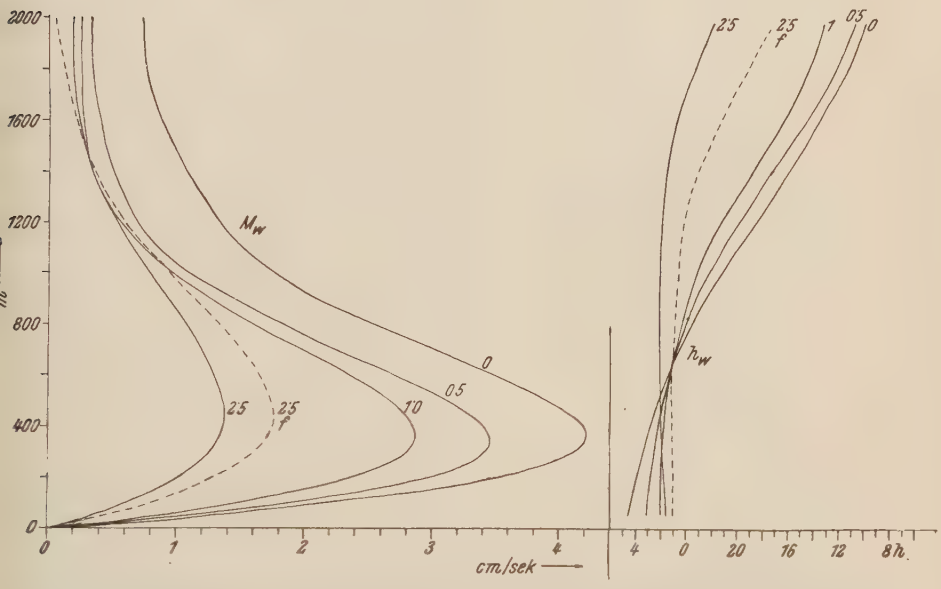

Abb. 5. Amplituden (M_w in cm/sec) und Phasen (h_w in Std.) der Vertikalkomponente w der Luftbewegung bei verschiedener Größe des Reibungskoeffizienten σ. Die gestrichelten Kurven gelten bei Berücksichtigung von Reibung und Corioliskraft ($\sigma = 2{,}5 \cdot 10^{-4}$, $f = 1{,}031 \cdot 10^{-4}$, $\varphi = 45°$).

der Reibung abhängig. Es nimmt mit zunehmender Reibung zu und wieder ist die Wirkung der Corioliskraft nur sehr gering. Es deckt sich, wie zu erwarten, mit dem Niveau minimaler Horizontalgeschwindigkeit u und v, also mit der Umkehrschichte des unteren Seewindes in den oberen Landwind bzw. umgekehrt.

Überblickt man noch einmal den gesamten Komplex der Ergebnisse der Tabelle 3, so darf man mit Recht den tiefen Einblick, den die Ergebnisse in die Mechanik der Land- und Seewinde gewähren, hervorheben. Alle Ergebnisse greifen ineinander und geben die Möglichkeit eines näheren Vergleichs mit den Beobachtungen.

Der Reibungseinfluß tritt klar zutage. Er setzt nicht nur die Geschwindigkeitswerte von u, v und w in allen Niveaus auf Werte herab, die den Beobachtungen angepaßt sind, sondern es tritt zusätzlich noch

bei steigender Reibung eine Erhöhung der für die Zirkulationsbewegung charakteristischen Niveaus hervor. Trägt man sich die errechneten Bodenwerte von u in Abhängigkeit von der Reibungsgröße graphisch auf, so zeigt sich, daß bei $\sigma =$ zirka $3{,}5 \times 10^{-4}$ der Bodenwert von u unter 1 m/sec herabgehen würde; in diesem Fall ist *praktisch* kein Bodenwind mehr vorhanden. Bei $\sigma =$ zirka $5{,}5 \times 10^{-4}$ müßte $M_u = 0$ werden. Die Reibung unterdrückt dann die Ausbildung einer Zirkulationszelle.

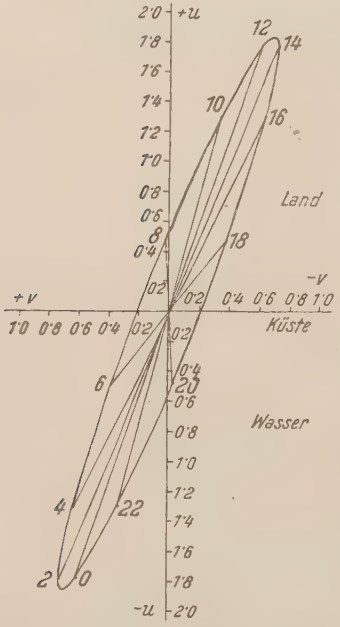

Abb. 6. Theoretisch ermitteltes Vektordiagramm der Windgeschwindigkeit des Land- und Seewindes (u und v in m/sec) bei Berücksichtigung von Reibung und Corioliskraft ($\sigma = 2{,}5 \quad 10^{-4}$, $f = 1{,}031$ 10^{-4}, $\varphi = 45°$).

(Die größte Temperaturdifferenz Land—Wasser erfolgt um 12 Uhr mittags; die Zahlen geben die Eintrittszeiten der Windvektoren an. Die Werte von u und v gelten für 1° C Temperaturdifferenz Land—Wasser.)

Was die für die Zirkulation charakteristischen Niveaus betrifft, ist der Einfluß der Corioliskraft bei größerer Reibung nicht sehr bedeutend, aber er wirkt sich in derselben Richtung wie der Einfluß der Reibung aus. Hingegen wird der Amplitudenwert der Horizontalgeschwindigkeit u durch die Corioliskraft wieder etwas hinaufgesetzt.

Obwohl hier nur der Fall für 45° Breite ($f = 1{,}031 \times 10^{-4}$) untersucht wurde, ist zu erwarten, daß zwischen 45° und 90° (Pol) der Einfluß der Corioliskraft auf die Zirkulationshöhe sich verstärkt. Dagegen wird von 45° Breite bis zum Äquator die Corioliskraft von vernachlässigbarer Bedeutung für die Land- und Seewindzirkulation sein.

Die Corioliskraft gewinnt aber für den Land- und Seewind besondere Bedeutung dadurch, daß eine Geschwindigkeitskomponente v in der Richtung des Küstenverlaufes auftritt. Ihre Variation und diejenige von u (küstensenkrecht wirksam) rufen im Laufe des Tages eine stetige Drehung der Richtung des Seewindes hervor, so wie es auch die Beobachtungen zeigen.

In Abb. 6 ist das Vektordiagramm für den Fall $\sigma = 2{,}5 \times 10^{-4}$ und $f = 1{,}031 \times 10^{-4}$ ($\varphi = 45°$) graphisch dargestellt. Deutlich tritt die Querlage der Stromellipse gegen die Küstennormale hervor. Nimmt man das Minimum der Temperaturdifferenz Land—Wasser um 12 Uhr mittags an, was mittleren Verhältnissen entspricht, so ersieht man aus den an die Stromellipse angeschriebenen Zahlen die Richtung des Windvektors zu dieser Zeit. Nach dem Diagramm beginnt der Seewind zwischen 7 und 8 Uhr früh, wenn er auch zu dieser Zeit mit geringer Intensität küstenparallel weht. Unter der Wirkung der Corioliskraft vollführt er dann

mit zunehmender Stärke eine stetige Rechtsdrehung im Laufe des Tages. Der Windvektor ist um 13,1 Uhr am größten; zu dieser Zeit ist die maximale Intensität des Seewindes erreicht. Der Windvektor hat dann die küstensenkrechte Richtung schon etwas überschritten und zeigt nach rechts von dieser Richtung (etwa 20°). Dann nimmt die Intensität des Seewindes gegen den Nachmittag hin wieder ab und der Wind geht nach 19 Uhr in den nächtlichen Landwind über. Die maximale Stärke desselben tritt nach dem Diagramm um 1,1 Uhr nachts auf.

Tritt das Maximum der Temperaturdifferenz Land—Wasser um 14 Uhr ein, dann verschiebt sich der Eintritt des Seewindmaximums auf 15,1 Uhr und des Landwindmaximums auf 3,1 Uhr.

Vergleicht man diese aus der Wirkung der Corioliskraft resultierende Seewinddrehung im Laufe des Tages mit der aus den Beobachtungen des 31. Juli 1931 am Hoek van Holland [8] abgeleiteten, so ist die zeitliche und größenordnungsmäßige Übereinstimmung recht deutlich (s. Abb. 7 oben). Die untere Darstellung der Abb. 7 gibt nach [9] die mittleren Winde einer Seewindperiode zu Logan Airport, East Boston, Massachusetts. Dabei ist der allgemeine geostrophische Wind im Mittel größtenteils ausgeschaltet. Dieser Fall entspricht noch besser dem theoretischen Bild der Abb. 6, was zu erwarten ist, da die Darstellung sich auf das Mittel von 40 Fällen bezieht.

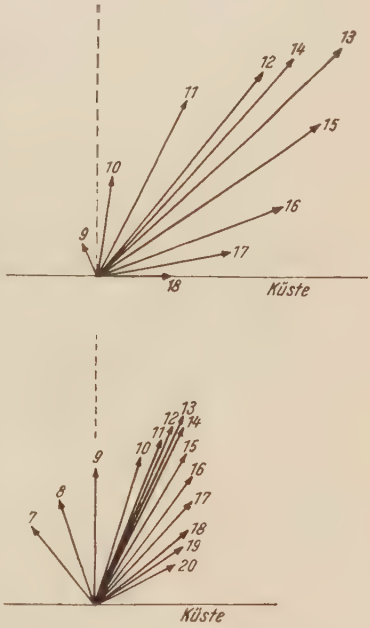

Abb. 7. Oben: Vektordiagramm des Seewindes nach Beobachtungen am Hoek v. Holland am 31. Juli 1931 (nach F. H. Schmidt [8]). Unten: Vektordiagramm der mittleren Winde einer Seewindperiode zu Logan Airport, East Boston, Mass. (nach B. Hachwitz [9]) (Mittel von 40 Fällen mit Ausschaltung des mittleren geostrophischen Windes).

Es erübrigt sich noch, die Wirkungsweise des vertikalen bzw. horizontalen Wärmetransportes zu besprechen. Verfolgt man den Gang der Theorie, so sieht man, wie der turbulente Temperaturleitfähigkeitskoeffizient $\varkappa$ in die Hilfsgrößen ε und s [s. Gl. (14)] eingeht und durch diese wiederum der Einfluß des vertikalen bzw. horizontalen Wärmetransportes in die Größe der für die Theorie entscheidenden Konstanten a und b hineingetragen wird. Diese Größen a und b stellen ja bei den Lösungen (19) einen wichtigen Bestandteil aller Größen u, v, w und ϑ dar. Sie treten dabei einerseits im Exponenten der e-Funktionen auf und erzeugen die Veränderungen des Wärmetransportes in vertikaler Richtung. Anderseits aber treten sie in der Form $(b^2 - a^2)$ im Nenner der Amplituden von u, v und w auf. Wie man aus den Zahlenwerten der Größen a^2

und b^2 (Tabelle 2) ersehen kann, ist die Differenz $(b^2 - a^2)$ eine positive imaginäre Größe und verkleinert im Nenner auftretend die Amplituden u, v und w. Die ganze Mechanik der Wirkungsweise des turbulenten Wärmetransportes zu überblicken ist wohl nicht möglich. Jedenfalls aber wird für die Herabsetzung der Amplitude mit steigender Reibung nicht nur die GULDBERG-MOHNsche Reibung, also σ, maßgebend sein, sondern es wird auch die turbulente Wärmeübertragung mitspielen und einen nicht unbedeutenden Einfluß haben.

Zusammenfassend gibt noch einmal Tabelle 4 die Grundelemente der Land- und Seewindzirkulation für die verschiedenen Annahmen von σ, mit und ohne Berücksichtigung der Corioliskraft, nach der Theorie.

Tabelle 4.

	ϑ		u					w		
	Ampl.	Phase	Ampl.	Phase	Höhe der Null-schichte	Gegenströmung in der Höhe		Phase	Max. Ampl. in der Höhe cm/sec	Höhe der-selben
$\sigma \times 10^{+4}$	(Boden)		Boden (m/sec)			Max. Ampl. m/sec	Höhe			
0	M	12^h	5,43 M	$16,7^h$	320	1,64 M	630	$16,6^h$	4,21 M	320
0,5	M	12^h	4,46 M	$15,1^h$	340	1,11 M	660	$15,1^h$	3,45 M	340
1,0	M	12^h	3,68 M	$14,1^h$	365	0,80 M	700	$14,1^h$	2,86 M	365
2,5	M	12^h	1,70 M	$13,4^h$	500	0,26 M	920	$13,4^h$	1,37 M	500
					u					
$f = 1{,}031 \times 10^{-4}$										
2,5	M	12^h	1,84 M	$13,1^h$	ca. 500	0,25 M	ca. 920		1,76 M	ca. 500
					v					
			0,72 M	$2,2^h$		0,11 M				

Der Tabelle 4 ist das Grundsätzliche der Seewindzirkulation zu entnehmen. Die Theorie umfaßt in klarer Weise die Einflüsse von Wärmetransport, Reibung und Corioliskraft und es ist lediglich eine Frage weiterer Durchrechnung, um deren Effekte, die sich an Hand der gegebenen Variationen von σ und f schon eindeutig bestimmen ließen, noch bis ins Detail aufzudecken. Die Theorie schöpft demnach das Land- und Seewindproblem in befriedigender Weise fast zur Gänze aus. Sie bezieht sich auf den Seewind in natürlicher Entwicklung im Sinne von J. HANN, nicht etwa auf den Seewind mit frontartigem Einbruch.

Literaturverzeichnis.

1. HANN-SÜRING: Lehrbuch der Meteorologie, V. Aufl., Leipzig: Verlag Willibald Keller. 1943. (S. 545.)

CONRAD, V.: Die klimatologischen Elemente und ihre Abhängigkeit von terrestrischen Einflüssen. Köppen-Geiger, Handbuch der Klimatologie.

Bd. I, Teil B, Berlin: Verlag Gebr. Bornträger. 1936. (S. B 226—B 252.)
Koschmieder, H.: Kleinräumige Luftbewegungen, Leipzig: Akad. Verlagsanst. Becker und Erler Kom. Ges. 1944.
Defant, F.: On local winds. Compendium of the American Meteor. Soc. Im Druck.

2. Jeffreys, H.: On the dynamics of wind. Quart. J. R. meteor. Soc. **48**, 29 (1922).
3. Bjerknes, V.: Das dynamische Prinzip der Zirkulationsbewegungen. Meteorol. Z., 35, 79 und 145 (1900). S. a. Physikalische Hydrodynamik, Berlin: Julius Springer, 1933, S. 797.
4. Lord Rayleigh, O. M.: On Convection Currents in a Horizontal Layer of Fluid. Philos. Mag., **32**, 529—546 (1916).
5. Kobayasi, T. und Sakasi, T.: Über Land- und Seewinde. Beitr. Physik fr. Atmos. **19**, 17—21 (1932).
6. Arakawa, H. und Utsugi, M.: Theoretical Investigation on land and sea breezes. Geophys. Mag. **11**, 97—104 (1937).
7. Godske, C. L.: Über die Bildung und Vernichtung der Zirkulationsbewegungen einer Flüssigkeit. Astrophysic. norv. **1**, 11—86 (1943).
8. Schmidt, F. H.: An elementary theory of the land and sea breeze circulation. J. Meteor. **4**, 9—15 (Febr. 1947).
9. Haurwitz, B.: Comments on the sea-breeze circulation. J. Meteor. **4**, 1—8 (Febr. 1947).

551.511 : 532.59

(Geophysikalisches Institut der Universität Hamburg.)

Über C. L. Godskes Dreischichtenwellen und ihre Anwendung auf die Atmosphäre.

Von

P. Raethjen.

Zusammenfassung. C. L. Godske [2] hat in einem einfachen (nicht rotierenden) Flüssigkeitsmodell mit drei übereinander strömenden homogenen Schichten alle darin möglichen Wellen untersucht. Der Verfasser bemüht sich um eine Anwendung der Ergebnisse Godskes auf die Atmosphäre, die in grober Näherung als dreischichtige Flüssigkeit gelten darf, wenn die Troposphäre eine innere Grenzfläche (Frontfläche) besitzt. Es zeigt sich dabei vor allem der übermächtige Einfluß der *Coriolis*kraft bei den *weiträumigen* Wellenproblemen, vielleicht auch ein Hinweis, daß die Frontalzyklonen im wesentlichen nicht Dreischichtenwellen dieser Art sind.

Summary. C. L. Godske [2] considered all possible waves in a simple, nonrotating fluid model with three homogeneous layers, which flow one over the other. The present author tries to find an application of Godske's results to the atmosphere, which can be looked upon as a fluid of three layers, if the troposphere has an inner boundary surface (frontal surface). Here the deflecting or *Coriolis* force shows its powerful influence on *large space wave-problems*. That may be a hint, that the frontal cyclones mainly are not three layer waves of this kind.

Résumé. C. L. Godske [2] a étudié toutes les ondes pouvant apparaître dans un fluide non rotationel à trois couches homogènes superposées en mouvement. On tente d'appliquer ici les résultats de Godske à l'atmosphère qui, en première approximation, peut être assimilée à un fluide à trois couches si la troposphère présente une surface frontale interne. On constate le rôle tout à fait prédominant de la force fictive de *Coriolis* dans le cas des ondes *de grandes dimensions*; c'est peut-être là un indice que les cyclones frontaux ne sont pas essentiellement des ondes de cette nature.

Am Baume der Bjerknesschen „Theorie der kleinen Störungen" [1] ist wiederum eine schöne Frucht gewachsen; C. L. Godske [2] hat mit gewohnter Gründlichkeit das Problem der Dreischichtenwellen in nichtrotierenden zweidimensionalen Flüssigkeitssystemen untersucht. Dabei

handelt es sich um ein Koppelungsproblem, welches eine gewisse Verwandtschaft mit der „Koppelung" der „Tropopausenwelle" an die „Polarfrontwelle" in der norwegischen Zyklonentheorie besitzt. Deshalb ist der meteorologische Leser fast etwas enttäuscht, daß in C. L. Godskes Schrift weder von Zyklonen, noch von Polarfrontwellen oder Tropopausenwellen die Rede ist. Dennoch hat man den Eindruck, daß diese Begriffe als stumme Statisten im Hintergrund stehen.

Natürlich hat C. L. Godske gute Gründe für diese Zurückhaltung. Er behandelt keine rotierende Atmosphäre, sondern ein *nichtrotierendes* Flüssigkeitsmodell. Diese Vereinfachung ist einerseits notwendig, damit der mathematische Apparat nicht übermäßig kompliziert wird, anderseits verhilft sie zu der theoretischen Klarheit über das, was *ohne* die Erdrotation erklärt werden kann. Die davon abweichenden Erscheinungen der Atmosphäre müssen dann also als Wirkungen der Erdrotation gelten. Aber C. L. Godske war so weise, über solche Hintergründe zu schweigen; er hat ganz konkrete Wellenmodelle im nichtrotierenden Koordinatensystem berechnet und überläßt es dem Leser, ob er diese Modelle auf atmosphärische Vorgänge anwenden will.

Der Verfasser möchte sich nachstehend erlauben, weniger weise als C. L. Godske zu sein und einige Gedanken über die meteorologische Anwendung der Godskeschen Flüssigkeitsmodelle zu äußern. Schon von vornherein sei erwähnt, daß alle „kleinräumigen" und „kurzfristigen" Vorgänge im Meer und in der Atmosphäre so ablaufen, als ob die Erde *nicht* rotiere. „Kleinräumig" ist z. B. eine Welle dann, wenn ihre Wellenlänge λ *kürzer* ist als der Trägheitsradius der kleinsten (für die Welle bereits wesentlichen) horizontalen Geschwindigkeitsgröße. Wenn z. B. Horizontalgeschwindigkeiten ≤ 1 m/sec als unbedeutend zu gelten haben, bleibt diese Welle unter 45° Breite kleinräumig, solange ihre Wellenlänge $\lambda \leq 5$ km ist. Für die Frequenz gilt dementsprechend: „Kurzfristig" sind die Schwingungen, deren Schwingungsdauer T klein ist gegen die Umlaufzeit im Trägheitskreis, welch letztere 12 Pendelstunden beträgt. Also können zeitliche Wellenperioden $T \leq 2$ Pendelstunden (etwa 3 Stunden) als „kurzfristig" gelten. Solche „kleinräumigen" und „kurzfristigen" Wellen sind *ohne* Berücksichtigung der Erdrotation direkt auf die Atmosphäre und das Meer anzuwenden.

Die Schrift Godskes behandelt *inkompressible* und *homogene* Flüssigkeiten mit *homogener* „Grundströmung": Drei Schichten übereinander mit verschiedener Dichte und verschiedener Drift. Stets hat man folgendes einfache Modell vor Augen: Ein langer Strömungskanal mit rechteckigem Querschnitt, oben mit einer starren Platte abgeschlossen und bis zu dieser Platte gefüllt mit drei übereinander strömenden Flüssigkeiten verschiedener Dichte und verschiedener Geschwindigkeit. Es handelt sich also um ein *zweidimensionales* Stromfeld (*vertikale* Feldebene) mit zwei äußeren und zwei inneren (horizontalen) Grenzen; die ersteren (oben und unten) sind die starre (horizontale) Grund- und Oberfläche, die letzteren dagegen *freie* (ebenfalls horizontale) Grenz-

flächen, welche Wellen bilden können. Dieses Dreischichtenmodell wird in zahlreichen Variationen untersucht. Die vertikale Mächtigkeit einer Schicht (in Metern gerechnet) heißt h; h_1 die der unteren, h_2 der mittleren, h_3 der oberen Schicht. Ihre Dichte wird dementsprechend mit Q_1, Q_2 und Q_3 bezeichnet, ihre „Grundströmungsgeschwindigkeit", d. h. die horizontale Strömungsgeschwindigkeit (einer Schicht) ohne Wellen mit V_1, V_2, V_3. Verschiedene Annahmen über diese drei Größen (h, Q, V) ergeben verschiedenartige Strömungsmodelle mit sehr verschiedenartigen Wellen. Z. B. ist $Q_2 = Q_3 = 0$, $Q_1 > 0$ das bekannte einfache Modell der Meeresoberfläche. Eine *innere* Grenzfläche im Meere würde mit der Annahme $Q_1 > Q_2$ und $Q_3 = 0$ Berücksichtigung finden. Ein ungefähres Modell der Tropopause und Polarfrontfläche würde der Verfasser in dem sehr eingehend untersuchten Fall $Q_1 = Q_2$, $V_2 > V_1$, $Q_2 > Q_3$ vermuten, wenn dieses Modell *rotierend* untersucht wäre. Freilich müßte das rotierende Modell *dreidimensional* behandelt werden; die dritte Dimension und die Corioliskraft würden eine sehr erhebliche Komplizierung der ohnehin schon sehr umfangreichen Rechnung mit sich bringen. Deshalb sind die nichtrotierenden Modelle schon als Vorstudium unentbehrlich.

Das Koppelungsproblem — C. L. GODSKES Überschrift sagt bereits, daß es hauptsächlich um die Koppelung geht — existiert natürlich auch im nichtrotierenden Modell. Als Hintergrund vermutet der Verfasser dabei das Problem der *spontanen* Wellenentstehung, welches C. L. GODSKE [*3*] anderwärts angeschnitten hat: „Spontan", d. h. *ohne* äußeren Anstoß entsteht eine Welle nur im *instabilen* System, aber „instabile" Wellen haben *keine* reelle (nur imaginäre) Periodizität. Wenn nur eine einzige Grenzfläche vorhanden ist, kann diese *entweder stabil oder instabil* sein; im stabilen Falle kann sie zwar Wellen haben, doch können diese nicht spontan, sondern nur durch *äußeren* Anstoß entstehen; im *instabilen* Fall kann zwar eine „Störung" entstehen, dann aber nicht zu zeitlich-periodischen Wellenschwingungen führen. Zur *spontanen* Entstehung einer wirklichen (periodischen) Welle sind also eigentlich *zwei* freie Grenzflächen nötig, die eine instabil, um die spontane „Störung" zu bewirken, die andere stabil, um die zeitliche Periodizität zu sichern. Diese Konsequenz möchte der Verfasser ziehen und darin den eigentlichen Grund sehen, warum C. L. GODSKE vorwiegend Dreischichtenmodelle des Typus $V_2 > V_1$, $Q_2 > Q_3$ untersucht: $(V_2 - V_1)^2$ ist die wesentliche Instabilitätsgröße der instabilen (unteren) Grenzfläche, $Q_2 - Q_3$ das Stabilitätsmaß der stabilen (oberen) Grenzfläche. Nachfolgend seien einige Beispiele dieser Art wiedergegeben, welche der Verfasser aus den zahlreichen Formeln und graphischen Darstellungen C. L. GODSKES ausgewählt hat. Dabei bedeuten die Zeichen $>$ „größer als", $>>$ „groß gegen", $\sim$ „von gleicher Größenordnung wie". Um dem Leser den Vergleich mit den Abbildungen und Gleichungen C. L. GODSKES zu erleichtern, werden hier Hinweise auf Seitenzahl und Gleichungs- bzw. Abbildungs-Nr. der GODSKEschen Abhandlung mit dem Zeichen „Go" in Klammern gegeben.

1.

Das erste Beispiel sei folgendermaßen charakterisiert:

$$h_1 \sim h_2 \sim h_3 >> \lambda/2\pi;\ Q_1 = Q_2;\ V_2 > V_1;\ Q_2 > Q_3;\ V_2 = V_3.$$

Der große gegenseitige Abstand h_2 der beiden Grenzflächen bewirkt, daß ihre Koppelung verschwindend lose ist; jede der beiden Grenzflächen verhält sich (bei kleiner Störung) so, als sei die andere gar nicht da, d. h. jede der beiden Grenzflächen repräsentiert je ein *Zwei*schichtenproblem. Die untere (labile) Grenzfläche erleidet dann irgendwelche Labilitätsumlagerungen. Die obere mit dem stabilen Dichtesprung kann reelle (stabile) Wellen haben, die sich mit der Geschwindigkeit U relativ zur *oberen* Massendrift ($V_2 = V_3$) fortpflanzen. Den Zusammenhang zwischen der (relativen) Fortpflanzung U und der Wellenlänge λ gibt die sogenannte „Frequenzgleichung“:

$$U = \pm \sqrt{\frac{\lambda g}{2\pi} \frac{Q_2 - Q_3}{Q_2 + Q_3}}. \quad \text{(Go[1], Gl. [33], S. 15.)} \qquad (1)$$

Hierin sind natürlich die Wellen einer Wasseroberfläche als Spezialfall enthalten: Setzt man nämlich in (1) $Q_3 = 0$, so ergibt sich die bekannte, für tiefes Wasser ($h_1 + h_2 >> \lambda/2\pi$) gültige Wellenformel.

Verfasser möchte nun versuchen, die Gl. (1) auf die *Tropopause* anzuwenden, indem statt der Dichte Q der mittlere reziproke Wert der potentiellen Temperatur Θ gesetzt wird, etwa $\Theta_2 = 330°$, $\Theta_3 = 360°$. Dann ist in Gl. (1) $(Q_2 - Q_3)/(Q_2 + Q_3) = {}^1/_{25}$ einzusetzen, und es ergibt sich $U \sim 0{,}25 \sqrt{\lambda}$, wenn λ in m und U in m/sec gerechnet werden, z. B. $U = 8$ m/sec für $\lambda = 1000$ m. Vielleicht kommen solche Tropopausenwellen vor; am Erdboden würde man davon kaum etwas merken. Wesentlich längere Tropopausenwellen können mit Gl. (1) nicht berechnet werden, weil die Höhe der Tropopause ($h_1 + h_2$) dann *nicht* mehr groß gegen $\lambda/2\pi$ ist.

2.

Ein zweites Beispiel aus den umfassenden Ergebnissen der Godskeschen Arbeit ist:

$$h_2 << \frac{\lambda}{2\pi} << h_1 \sim h_3;\ Q_1 = Q_2 = Q;\ V_2 - V_1 = \Delta;$$
$$Q_2 - Q_3 = q > 0;\ V_3 = V_2.$$

Die beiden inneren Grenzflächen liegen jetzt so dicht übereinander, daß sie fast *wie eine einzige* Grenzfläche schwingen, sofern die Schwingungsamplitude nicht klein gegen h_2 ist. Wenn wir von dem praktisch weniger interessierenden Fall solcher sehr kleiner Amplituden absehen, ist auch hier die *Frequenz* praktisch ein *Zwei*schichtenproblem mit folgender „Frequenzgleichung“

$$U = \pm \sqrt{\frac{\lambda g}{4\pi} \frac{q}{Q} - \frac{\Delta^2}{4}}. \quad \text{(Go, Gl. [34], S. 15) (Go, Fig. 13, S. 45.)} \qquad (2)$$

[1] In Godskes Gleichung (33) fehlt der Faktor $1/\mu$ unter der Wurzel (Druckfehler).

Dabei bedeutet U hier (abweichend von Godskes Formeln) die *relative* Fortpflanzungsgeschwindigkeit der Welle gegenüber dem arithmetischen Mittelwert der beiden Massendriften.

Hier wird U imaginär, wenn

$$\lambda < \frac{\pi}{g}\,\frac{Q}{q}\,\Delta^2 \tag{2a}$$

ist. Das bedeutet: Für solche *kurzen* Wellenlängen gibt es keine zeitlich-periodischen Wellen, sondern nur Labilitätsumlagerungen. Wenn z. B. $\Delta = 20$ m/sec ist und $q/Q = {}^1/_{25}$, sind alle Wellenlängen $\lambda < 3100$ m instabil; d. h. diese (doppelte) Grenzfläche kann in Vermischung übergehen mit Mischungswirbeln (horizontaler Achse), deren Durchmesser kleiner als 1500 m sind.

Vielleicht kann man diese Gl. (2) mit $q = Q$ auf die *Entstehung der Wasseroberflächenwellen* folgendermaßen anwenden: Wenn der Wind über glattes Wasser streicht, erteilt er einer dünnen Oberflächenschicht des Wassers eine geringe Bewegung Δ. Dieses ist dann also unser Dreischichtenproblem mit zwei unmittelbar übereinander liegenden Grenzflächen, von welchen die obere, allein betrachtet, für alle Wellenlängen stabil, die untere, allein betrachtet, für alle Wellenlängen labil ist. Daher entstehen zunächst in der *unteren* Grenzfläche kleine instabile Umlagerungswirbel aller Wellenlängen, welche den *Anstoß* zur Wellenbildung des *ganzen* Systems liefern. Da die Instabilität mit abnehmender Wellenlänge wächst, ist der Anstoß mit kurzer Wellenperiodizität stärker als derjenige mit langer. Das gesamte System fängt daher an, mit der kürzestmöglichen Wellenlänge λ zu schwingen. Diese hat nach Gl. (2) die Fortpflanzung $U = 0$. D. h. die entstehenden Wellen bewegen sich ungefähr mit der *mittleren* Strömung der beteiligten Massen, wobei Luft und Wasser jedes proportional seiner Dichte in die Mittelbildung eingehen. Wenn z. B. die Bewegung der Wasseroberfläche 25 cm/sec beträgt, so bewegt sich die entstehende Kleinkräuselung zunächst etwa 25 cm/sec vorwärts. Da die oberste Wasserhaut bei plötzlichen Windböen zunächst nur langsam mitbewegt wird, ist Δ zunächst klein. Wenn $\Delta = 0{,}25$ m/sec ist, ergibt sich nach Gl. (2) die Entstehungswellenlänge $\lambda = \pi\,\Delta^2/g = 2$ cm. (Bei Berücksichtigung der Oberflächenspannung werden die Wellen noch kürzer). Erst allmählich ergeben sich lange Wellen mit einer wesentlich von 0 verschiedenen Fortpflanzung U durch eine fortwährende Einwirkung des Windes.

Sehr lange Wellen

$$\lambda >> \frac{\pi}{g}\,\frac{Q}{q}\,\Delta^2 \tag{2b}$$

verhalten sich nach Gl. (2) so, als ob die Scherung Δ nur kinematisch, aber nicht dynamisch vorhanden wäre. Das ist ohne weiteres verständlich: Die Umlagerungswalzen der Scherungslabilität sind dann sehr klein gegen die Wellenlänge und nehmen daher auf diese langen Wellen keinen Einfluß. Doch hat die Gl. (2) bei diesen langen Wellen keine Bedeutung für die Atmosphäre, weil die Voraussetzung $h_1 >> \lambda/2\,\pi$ dabei *nicht* zutrifft.

3.

Ein drittes Beispiel ist:

$$h_1 \sim h_2 << \lambda/2\pi << h_3;\ Q_1 = Q_2 = Q;\ Q_2 - Q_3 = q > 0;$$
$$V_2 - V_1 = \Delta;\ V_3 = V_2$$

Die Frequenzgleichung ist auch in diesem Fall praktisch ein Zweischichtenproblem für solche Wellen, deren Amplituden nicht notwendig klein gegen h_2 bleiben, und lautet näherungsweise:

$$U = \pm \sqrt{(h_1 + h_2)\left\{ g\,\frac{q}{Q} - \frac{2\pi}{\lambda}\,\Delta^2 \right\}}. \quad \begin{matrix}\text{(Go, Gl. [34], S. 15)} \\ \text{(Go, Fig. 15, S. 49.)}\end{matrix} \qquad (3)$$

Hier handelt es sich praktisch um eine Fortpflanzung U der Wellen gegenüber der *unteren* Flüssigkeitsdrift V_1. Wenn man in dieser Gl. (3) $\Delta = 0$ und $q = Q$ einsetzt, ergibt sich natürlich die bewährte Gleichung für Wasseroberflächenwellen über flachem Wasser der Tiefe $h_1 + h_2$. Die Entstehung dieser Flachwasserwellen könnte man also ebenso durch die untere instabile Grenzfläche erklären, wie im Beispiel 2. Wenn nämlich die Wellenlänge

$$\lambda < \frac{2\pi}{g}\,\frac{Q}{q}\,\Delta^2 \qquad (3a)$$

wird, ist U nach Gl. (3) imaginär. D. h. für solche kurzen Wellenlängen gibt es keine zeitlich-periodischen Wellen (oder jedenfalls nur solche mit Amplituden $<< h_2$), sondern nur Labilitätsumlagerungen. Die ungefähre Entstehungswellenlänge λ gewinnt man also aus Gl. (3a), indem man darin statt des $<$-Zeichens ein Gleichheitszeichen einsetzt.

Auch hier hat für sehr große Wellenlängen

$$\lambda >> \frac{2\pi}{g}\,\frac{Q}{q}\,\Delta^2 \qquad (3b)$$

die Instabilität der unteren Grenzfläche *keine* Bedeutung mehr; das gesamte System schwingt dann mit praktisch derselben Frequenz U/λ, als ob die Scherung Δ nicht vorhanden wäre.

Wir wollen nun versuchen, die Gl. (3) auf die Tropopause und Polarfrontfläche anzuwenden. Wir fragen nach Tropopausenwellen $\lambda > 1000$ km, wenn $h_1 + h_2 = 10$ km, $q/Q = {}^1/_{12}$, $\Delta \leq 30$ m/sec betragen. Zunächst erkennen wir, daß dann stets die Ungl. (3b) erfüllt ist. Dürfen wir daraus schließen, daß die Scherungslabilität einer troposphärischen Frontfläche keine Tropopausenwellen der Wellenlänge $\lambda > 1000$ km anregen kann?

Dieser Schluß wäre voreilig, weil in Gl. (3) die Corioliskraft der Erdrotation nicht berücksichtigt ist. In der Rechnung, die zur Gl. (3) führt, ist als stabilisierende Kraft ausschließlich die Schwerkraft (g) eingesetzt. Diese Kraft wirkt direkt nur in der vertikalen Komponente und ihre beschleunigende Wirkung wird größtenteils durch das vertikale Druckgefälle aufgehoben. Die *horizontalen* Kräfte, welche in Godskes Modellen Beschleunigungen bewirken, sind praktisch nur horizontale Druckgradienten. In der (rotierenden) Atmosphäre wird aber (abweichend von Godskes Modellen) die beschleunigende Wirkung des horizontalen Druck-

gradienten fast vollständig durch die Corioliskraft aufgehoben; die Beschleunigungen haben also in der rotierenden Atmosphäre *kleinere* Größenordnung als in den nichtrotierenden Modellen. Deshalb hat notwendig die Frequenz (und Fortpflanzung) der Tropopausenwellen *geringere* Größenordnung als die nach Gl. (3) berechnete.

Man könnte nun (mit allen nötigen Vorbehalten) eine Hypothese „ad hoc" folgendermaßen einführen: Wir nehmen an, der Wind in der freien Atmosphäre sei überall und immer dem strengen *Gradientwind* proportional (gleiche Richtung, proportionale Geschwindigkeit) mit dem konstanten Proportionalitätsfaktor $K = 1 - \varepsilon$, wobei ε eine positive *kleine* Zahl ist: $\varepsilon << 1$. Mit dieser Hypothese könnte man die GODSKE-schen Modelle direkt auf die Atmosphäre anwenden: Die horizontale Corioliskraft ist dann überall und immer dem horizontalen Druckgradient entgegengesetzt, aber dem Betrage nach um den Bruchteil ε *kleiner* als dieser. Dann sind alle statisch bewirkten Beschleunigungen in der Atmosphäre ebenso gerichtet wie im Modell der Gl. (3), jedoch dem Betrage nach auf den Bruchteil ε reduziert. In diesem Fall kann also die Gl. (3) auf die Atmosphäre angewandt werden, wenn man darin den Wert $g\,q/Q$ auf $\varepsilon\,g\,q/Q$ reduziert. Für die Atmosphäre würden wir dann statt Gl. (3) folgende Gl. (3c) erhalten:

$$U = \pm \sqrt{(h_1 + h_2)\left\{\varepsilon\, g\, \frac{q}{Q} - \frac{2\pi}{\lambda}\, \Delta^2\right\}}. \tag{3c}$$

Wenn wir nun außerdem voraussetzen, daß die Tropopausenwellen der Zyklonen durch die Scherungslabilität einer troposphärischen Frontfläche entstehen (ähnlich wie die Wasseroberflächenwelle), so muß bei dieser Entstehung

$$\varepsilon\, \lambda \sim \frac{2\pi}{g}\, \frac{Q}{q}\, \Delta^2 \tag{3d}$$

sein. Hier können wir jetzt die Zahlenwerte $q/Q = {}^1/_{12}$, $\Delta = 30$ m/sec einsetzen und erhalten:

$$\varepsilon\, \lambda \sim 7000 \text{ m}. \tag{3e}$$

Da die Beobachtungen zeigen, daß die Wellenlänge einer entstehenden Zyklone $\lambda \sim 2000$ km beträgt, wäre die Gl. (3e) erfüllt, wenn $\varepsilon \sim 0{,}0035$ betragen würde. Dieser Wert ist reichlich klein, so daß man nach einem besseren Modell suchen muß.

4.

Als viertes Beispiel soll uns deshalb der Fall

$$h_1 \sim h_2 << h_3 << \lambda/2\pi;\ Q_1 = Q_2 = Q;\ Q_2 - Q_3 = q > 0;$$
$$V_2 - V_1 = \Delta;\ V_3 = V_2$$

dienen. Dieser Fall unterscheidet sich von dem Beispiel 3 nur dadurch, daß die oberste Schicht h_3 ebenfalls dünn gegenüber der Wellenlänge ist. Hier spielt also der starre obere Rand eine Rolle, der in den bisherigen Beispielen nicht zur Geltung kam. Dieser starre Rand soll gewissermaßen die äußerst starke statische Stabilität der hohen Atmo-

sphärenschichten (obere Stratosphäre und Ionosphäre) ersetzen. Ebenso wie im Modell der starre obere Rand, bewirkt in der Atmosphäre die obere statische Stabilität, daß die hohen Schichten (oberhalb 50 km Höhe) nicht mit den unteren schwingen können.

Wir wollen auch jetzt alle Wellen außer acht lassen, deren Amplituden nach Lage der Dinge notwendig klein gegen h_2 bleiben müssen, und betrachten nur diejenigen, bei welchen die *beiden* inneren Grenzflächen *gemeinsam* schwingen. Auch in diesem Fall ist die Frequenzgleichung praktisch ein Zweischichtenproblem und lautet näherungsweise:

$$U = \pm \sqrt{(h_1 + h_2)\left(g\frac{q}{Q} - \frac{\Delta^2}{h_3}\right)}. \quad \text{[Go, Gl. (34), S. 15.)} \qquad (4)$$

In dieser Gl. (4) kommt charakteristischerweise λ *nicht* vor; die Fortpflanzung ist hier nicht von der Wellenlänge abhängig, ebenso wie bei den Wasseroberflächenwellen über flachem Wasser.

Durch die Scherungslabilität entstehen dann Wellen *beliebiger* Länge λ, wenn

$$\Delta^2 \sim g\, h_3 \frac{q}{Q} \qquad (4a)$$

ist. Doch können wir diese Gl. (4a) auf die Tropopause nicht anwenden, ohne die Corioliskraft zu berücksichtigen.

Wenn wir auch hier dieselbe Hypothese wie oben benutzen, daß die horizontale Corioliskraft stets gegen den horizontalen Druckgradient gerichtet, aber um den Bruchteil ε kleiner ist als dieser, ergibt sich statt (4a) die Forderung

$$\Delta^2 \sim \varepsilon\, g\, h_3 \frac{q}{Q}. \qquad (4b)$$

Setzen wir $q/Q = {}^1/_{12}$ und $h_3 = 40000$ m ein, so ergibt sich als Entstehungsbedingung beliebig langer Tropopausenwellen:

$$\Delta^2 \sim 30000\, \varepsilon \quad \text{m}^2/\text{sec}^2. \qquad (4c)$$

Diese Forderung würde z. B. eine Scherung $\Delta = 30$ m/sec erfüllen, wenn $\varepsilon = 0{,}03$ wäre. Da sich aber der obere Rand der Atmosphäre sicher nicht ganz starr verhält, könnten die wirklichen Troposphärenwellen etwa zwischen unserem Beispiel 3 und 4 gelegen sein derart, daß Wellen mit 2000 km Länge entstehen, wenn $\varepsilon \sim 0{,}01$ ist.

Dennoch wollen wir nicht übersehen, daß unsere ε-Hypothese über den Wind der freien Atmosphäre sehr fragwürdig ist. Sicherlich treten Abweichungen vom Gradientwind mit *beiden* Vorzeichen auf, je nach dem Veränderungsvorgang der Felder. Allerdings ist es wahrscheinlich, daß im *Mittel* die Höhenwinde etwas schwächer als der Gradientwind und gleichgerichtet sind, aber in den verschiedenen Phasen der Tropopausenwellen würden *sehr verschiedene* und wesentlich größere ε-Werte mit *verschiedenem Vorzeichen* gelten. D. h. die langen Tropopausenwellen bedürfen einer anderen Theorie.

Eine solche dreidimensionale Theorie der *langen* Tropopausenwellen würde vielleicht der troposphärischen Wärme-*Advektion* (mit Gradient-

winden) mehr Bedeutung beimessen als der Scherung Δ, welch letztere ja stets nur die kürzest-möglichen Wellen erzeugt. Diese Theorie würde sich also den Vorstellungen H. v. Fickers [4] und A. Defants [5] nähern, die dafür den Namen „primäre und sekundäre Wellen" geprägt haben. Die „primären" Wellen würden sich etwa im Sinne E. Palméns durch Rückkoppelung an die „sekundären" automatisch verstärken. Die Labilität dieses Systems beruht dann nicht so sehr auf Scherung als vielmehr auf dieser Rückkoppelung (Frontalzonenlabilität im weitesten Sinne). Man sieht, daß die Einführung der dritten Dimension und der Erdrotation den langen Dreischichtenwellen ein gänzlich anderes Gesicht verleihen kann und versteht die Zurückhaltung C. L. Godskes in bezug auf die Anwendung seiner zweidimensionalen, nichtrotierenden Modelle.

5. Schlußfolgerungen[1].

Die vorstehenden vier Beispiele sind nur einzelne „Rosinen" aus dem schönen Gebäck, das C. L. Godske uns aufgetischt hat, nämlich diejenigen, deren Anwendung auf die Atmosphäre nahe liegt. Aber der Verfasser möchte nicht den Eindruck erwecken, als ob C. L. Godske sich seinerseits mit diesen Beispielen begnügt. Seine Arbeit ist eine umfassende, praktisch erschöpfende Erledigung des Dreischichtenproblems. Darin besteht ihre mathematische Eleganz; darauf beruht ihre Überzeugungskraft. Die vier vom Verfasser hier ausgewählten Beispiele sind insofern einfach, als die h-Größen entweder groß oder klein gegen $\lambda/2\pi$ sind. Die letztere Voraussetzung ist in der Atmosphäre gegeben, wenn man Zyklonenwellen sucht. Außerdem haben wir nur solche Wellen betrachtet, deren Amplituden dieselbe Größenordnung wie die benachbarten Schichtdicken h annehmen können. Auch das muß man bei Tropopausenwellen voraussetzen. Aber C. L. Godske untersucht *alle* h-Größen und alle Wellenlängen gemeinsam und verschweigt auch nicht die Wellen, deren Amplituden nach Lage der Sache sehr klein bleiben müssen. Seine Methode ist die Theorie der *kleinen* Störungen, und diese Methode macht *keinen* Unterschied zwischen kleinen und sehr kleinen Amplituden. Für den Mathematiker bietet diese Übersichtsklarheit einen besonderen Genuß. Der Meteorologe und Ozeanograph ist darauf angewiesen, die „Rosinen" herauszuholen, die er braucht.

Wir fragen uns nun: Bringen die Ergebnisse Godskes eine Entscheidung über das Problem der Koppelung einer Tropopausenwelle mit einer troposphärischen Frontwelle? Darauf kann man „ja" und „nein" antworten. Godskes Dreischichtenmodelle sind im nichtrotierenden Koordinatensystem gerechnet und liefern daher in größter Klarheit eine Übersicht über die gesamten Möglichkeiten der „gekoppelten" Wellenbildung zweier Grenzflächen. Hierin liegt die *Stärke* der Betrachtung im *zweidimensionalen* (vertikalen) Feld und *nichtrotierenden* System.

[1] Herr C. L. Godske hat mir brieflich mitgeteilt, daß er sich meinen „Schlußfolgerungen" nicht anschließt und auch gewisse Bedenken gegen die Beweiskraft der von mir angewandten ε-Methode hat.

Aber für die Anwendung auf die Atmosphäre zeigt es sich als unvermeidlich, auch die andere horizontale Strömungskomponente (senkrecht zu Godskes Stromfeldebene) und die Corioliskraft zu beachten. Unser ε-Ansatz ist ein Versuch, dieser Notwendigkeit behelfsmäßig zu genügen. Er zeigt: Nur ε-Werte von der Größenordnung 1% könnten die Auffassung rechtfertigen, daß atmosphärische Zyklonen dieselbe Wellenkoppelung zwischen zwei Grenzflächen (Frontfläche und Tropopause) enthalten wie Godskes Dreischichtenmodelle. Der Verfasser ist der Meinung, daß auch $\varepsilon \sim 0{,}01$ noch erheblich überschätzt ist, weil $q/Q = {}^1/_{12}$ die Stabilität der Tropopause und Stratosphäre noch nicht hinreichend wiedergibt, ganz abgesehen davon, daß ja auch die *Troposphäre* selbst statische Stabilität besitzt.

Dieses ε-Ergebnis spricht *gegen* die Meinung, die Frontalzyklonen gemäßigter Breiten seien wesentlich mit den Godskeschen Dreischichtenwellen verwandt. Denn wir wissen aus Messungen und theoretischen Betrachtungen, daß die in der Troposphäre großräumig auftretenden Abweichungen vom Gradientwind etwa die Größenordnung $\varepsilon \sim 0{,}1$ haben. Sie sind also eine Zehnerpotenz größer, als es nötig wäre, um Dreischichtenwellen mit $\lambda = 2000$ km Wellenlänge entstehen zu lassen. Demnach könnten die Godskeschen Dreischichtenwellen in der Atmosphäre nur 100 bis 500 km Wellenlänge haben. Die meteorologischen Beobachtungen scheinen dies insofern zu bestätigen, als die Höhenwetterkarten gelegentlich solche kurzen „Wellenstörungen" enthalten.

Eine andere Frage ist, ob aus diesen kürzeren „Wellenstörungen" eventuell richtige Zyklonen werden können. Diese Möglichkeit ist von vornherein nicht abzulehnen, aber auch nicht mit der Godskeschen Dreischichtentheorie zu entscheiden. Bewiesen ist wohl mit unserer ε-Betrachtung, daß die eventuelle Entwicklung einer Frontalzyklone aus der kurzen „Wellenstörung" auf gänzlich *anderen* Vorgängen beruhen müßte als die Entstehung der Godskeschen Wellenmodelle. Der Verfasser vermutet, daß diese anderen Vorgänge wesentlich in der *dritten* Dimension gesucht werden müssen, in der Gleichgewichtsstörung, welche sich durch Massenbewegungen (verschieden dichter Massen) *senkrecht* zu Godskes Strömungsebene ergibt. Näheres hierüber soll an anderer Stelle [*6*] mitgeteilt werden.

Literaturverzeichnis.

1. Bjerknes, V., J. Bjerknes, H. Solberg, T. Bergeron: Physikalische Hydrodynamik, Berlin 1933.

2. Godske, C. L.: On the coupling of shearing instability and static stability in fluid motions. I. Homogeneous and incompressible fluids. Bergens Museums Arbok 1945; Naturvitenskapelig rekke Nr. 4 (1947).

3. — Met. Zeitschr. **1936**, 445.

4. Ficker, H. v.: Sitz. Ber. Akad. Wien. **129**, 763 (1920).

5. Defant, A.: Sitz. Ber. Akad. Wien. **135**, 357 (1926).

6. Raethjen, P.: Dynamik der Zyklonen, wird voraussichtlich demnächst erscheinen.

551.508.71 : 551.508.1

(Meteorologisches Institut der Technischen Hochschule Karlsruhe.)

Messung der Feuchtigkeit in der freien Atmosphäre mit Hilfe des Taupunktes[1].

Von

M. Diem.

Mit 21 Textabbildungen.

Zusammenfassung. Mit technischen Hilfsmitteln wird die Taupunktsmethode zur Registrierung der Luftfeuchte in der freien Atmosphäre ausgebaut. Dabei werden die grundsätzlichen Fragen der Methode geklärt und praktisch verwertet. Wesentlich ist der Kondensationsvorgang an der Oberfläche der Spiegelmetalle, wobei sich bei Taupunkten von 0° bis etwa —20° C auf den Spiegeln neben Tropfen auch Kristalle bilden, die durch die in den Dunstschichten der Atmosphäre und im Bodenstaub enthaltenen „Gefrierkeime" bedingt sind. Unter —20° C treten infolge des grundsätzlichen Vorgangs bei der Kondensation nur Kristalle auf. Diese gemessenen Ergebnisse stimmen mit den theoretischen Arbeiten von M. Volmer und E. Wall überein.

Die Flugerprobung des Taupunktsgeräts hat seine volle Verwendungsfähigkeit in den überhaupt möglichen Grenzen ergeben. Der Vergleich mit den sonst üblichen Methoden der Feuchtemessung erweist in Bezug auf die Trägheit eine vielfache Überlegenheit, die sich besonders stark bei Messungen zeitlicher oder räumlicher Unterschiede auswirkt.

Summary. By help of technical means the dew-point method for measuring humidity in the free atmosphere is developed. The fundamental questions of this method are cleared up and applied for practical use. The process of condensation at the surface of specular metals is of main importance; at dew-points of 0° to some —20° C crystals are formed, apart from droplets, due to the freezing germs existing in the haze layers of the atmosphere and in the dust near the soil. Below —20° C, there appear exclusively crystals in consequence of the principles of the process of condensation. These results are in good agreement with the theoretical researches of M. Volmer and E. Wall.

When testing the dew-point apparatus on airplanes it has proved its successful application in every possible conditions. Compared with the usual

[1] Die Arbeit ist in den Jahren 1943 und 1944 bei der Deutschen Forschungsanstalt für Segelflug, Ainring (Oberbayern) entstanden. Es sei hier allen Vorgesetzten, Mitarbeitern und Kollegen für Hilfe und Anteilnahme gedankt.

methods for measuring humidity, this one shows a great superiority with regard to inertia, which is a particular advantage for measurements with temporal and spatial differences.

Résumé. Des perfectionnements techniques permettent d'appliquer la méthode du point de rosée à la mesure de l'humidité dans l'atmosphère libre. On discute les principes de la méthode et sa valeur pratique. L'important est le processus de condensation à la surface du métal poli; pour les points de rosée compris entre 0° et —20° C il se forme, outre des gouttelettes, des cristaux dûs aux „germes" contenus dans les couches de brume et dans les poussières voisines du sol. Au-dessous de —20° C il n'apparaît plus que des cristaux. Ces résultats expérimentaux sont d'accord avec les recherches théoriques de M. Volmer et de E. Wall. L'instrument à condensation a été mis à l'essai sur des avions et son fonctionnement a été éprouvé avec succès dans des conditions extrêmement variables. Comparée avec les méthodes classiques de mesure de l'humidité, celle-ci se révèle supérieure du point de vue de l'inertie, cela surtout lors des mesures de fortes variations spatiales ou temporelles.

1. Einleitung.

Über die Messung der Feuchtigkeit in der Atmosphäre liegen eine große Zahl von Veröffentlichungen vor. Bongards [*1*] hat die bis 1926 bekanntgewordenen Arbeiten zusammengefaßt. Weitere Angaben über die Fragestellung finden sich im Handbuch der Meteorologischen Instrumente [*2*], das die neueren Methoden behandelt und weitere Literaturhinweise bringt. Aus allen Veröffentlichungen geht hervor, daß die Feuchtemessung bei etwas gesteigerten Ansprüchen zu den schwierigsten physikalischen Messungen gehört. Im folgenden soll nun die bekannte Taupunktsmethode näher behandelt und untersucht werden, wobei der Versuch gemacht wird, einerseits die Taupunktsbestimmung für Messungen vom Flugzeug aus einzusetzen, anderseits alle Möglichkeiten auszuschöpfen, die die Methode als solche bietet.

2. Aufgabe.

Dabei gilt es, folgende Forderungen zu erfüllen, um einen merkbaren Vorteil gegenüber dem heute bei Flugzeugaufstiegen noch allgemein gebräuchlichen Haarhygrometer zu erzielen:

1. Die Trägheit des neuen Gerätes muß einen Bruchteil der des Haarhygrometers betragen. Nach den Erfahrungen mit Haarhygrometern [*2*] müssen wir bei diesen bei + 20° mit Angleichszeiten in der Größenordnung einiger Minuten, bei — 40° von Stunden rechnen. Bei Steiggeschwindigkeiten des Flugzeuges von 100 bis 200 m/min werden die Fehler der Feuchtemessung bedenklich groß*.

* Anmerkung bei der Korrektur: Nach einer brieflichen Mitteilung der Firma Lambrecht, Göttingen, stellen sich „Velox-Elemente" wesentlich rascher als die normalen Haare ein. Versuche haben bei 20 und bei 6° C Einstellzeiten auf 2% des Endwertes von rund $^1/_{10}$ der Einstellzeiten des normalen Haares ergeben. Werte bei tieferen Temperaturen sind bis jetzt noch nicht bekannt geworden.

2. In Abb. 1 ist nach Loeser [4] die Längenänderung in % der Gesamtlängenänderung für das Haar in Kurve 3 in Abhängigkeit von der Feuchte dargestellt. Wir sehen, daß gerade im Bereich der hohen Feuchten die Werte infolge der geringen Änderungen der Länge des Haares unsicher werden. Bei dem neuen Gerät soll dieser Mangel behoben werden.

3. Trotz dieser Forderungen, die einen nicht zu umgehenden technischen Aufwand bedingen, soll das Gerät in Aufbau und Bedienung einfach bleiben.

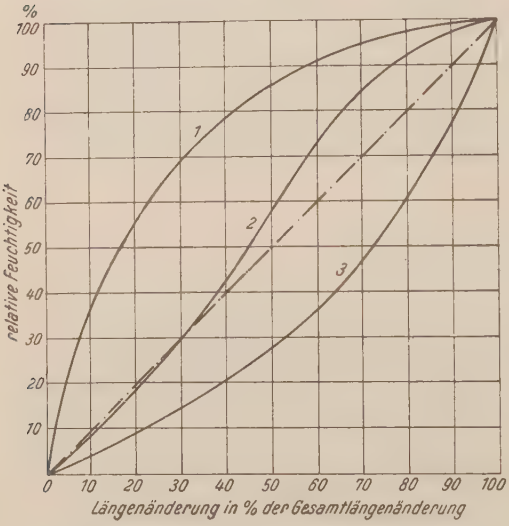

Abb. 1. Längenänderung des Haares (Kurve 3) und einer Viskosefolie (Kurve 1) nach Loeser.

4. Punkt 1 und 2 legen nahe, daß von den üblichen Methoden der mechanischen Registrierung abgegangen und statt dessen elektrisch-optische Aufzeichnung der Meßwerte benutzt wird.

Gegen die optische Registrierung spricht, daß unter normalen Bedingungen der Registrierstreifen nicht unmittelbar nach dem Versuch greifbar ist, sondern erst in der Dunkelkammer entwickelt, fixiert und getrocknet werden muß. Es ist jedoch der Firma Hartmann und Braun [26] gelungen, ein handliches Gerät zu entwickeln, bei dem die Lichtlinien auf selbsttonendem Papier bei Tageslicht aufgezeichnet werden und somit der Meßvorgang laufend verfolgt werden kann; zudem benötigt das Papier keinerlei Fixierung, wodurch eine bessere Maßhaltigkeit als bei den naß behandelten Papieren gewährleistet ist. Zu Beginn unserer Versuche stand der Lichtpunktlinienschreiber von Hartmann und Braun noch nicht zur Verfügung, weshalb die Registrierungen mit dem optischen Mehrfachschreiber von Askania vorgenommen wurden; doch bereitet die Umstellung auf das neue Gerät keinerlei Schwierigkeiten.

3. Methode.

Aus der Reihe der vielen Methoden der Feuchtemessung wurden nur wenige Methoden so weit entwickelt, daß sie im täglichen Gebrauch benutzt werden können. In erster Linie dienen zur Messung der Feuchte die hygroskopischen Eigenschaften organischer Stoffe. Am bekanntesten wurde das Haarhygrometer in seinen verschiedenen Ausführungsformen. Zahlreich waren die Versuche, die Wasseraufnahme von Schwefelsäure

zur Messung heranzuziehen (Findeisen [3]), aber erst in jüngster Zeit sind von H. Pfeifer [28, 30] Meßergebnisse bekanntgeworden, die eine Lösung der Aufgabe auf diesem Weg geben.

Die Versuche, statt des Haares z. B. Transparentfolien (Loeser [4]) zu benutzen, bringen insofern eine wesentliche Verbesserung, als die Anzeigegenauigkeit gerade bei den hohen Feuchten groß wird (Kurve 1 in Abb. 1). Kombiniert man nach dem Vorschlage von Loeser Haar und Transparentfolien im richtigen Längenverhältnis, dann läßt sich die Kurve 2 der Abb. 1 erreichen, die von 0 bis etwa 40% rel. Feuchte annähernd linear verläuft. Darüber nimmt die Anzeigegenauigkeit bis etwa 70% schwach ab, von 70 bis 100% dagegen stark zu. Die hohe Trägheit des Haares wird allerdings bei dieser Methode nicht verringert.

Unmittelbare Messungen des Dampfdruckes lassen sich ebenfalls mit Transparentfolien durchführen [4], da diese nur für Wasserdampf, nicht aber für trockene Luft durchlässig sind. Die Trägheit des auf dieser Grundlage gebauten Gerätes bleibt aber in der Größenordnung der des Haarhygrometers, womit abgesehen von der unmittelbaren Bestimmung des Dampfdrucks kein Vorteil gewonnen ist.

Auf thermodynamischer Grundlage arbeiten alle Psychrometer, von denen das Aspirationspsychrometer nach Assmann auf Grund internationaler Vereinbarungen als meteorologisches Normalgerät eingeführt ist. Die Theorie der Psychrometer hat Robitzsch [9] ausführlich behandelt. Um statt des relativ umfangreichen und trägen „Assmann" handlichere Geräte zu erhalten, haben Kettenacker [5], Koch [6] und Wald [8] Vorschläge zum Bau von Psychrometern gemacht, bei denen die Quecksilberthermometer durch Thermoelemente ersetzt werden. Rossi [7] hat mit solchen Geräten Messungen durchgeführt und etwa die Genauigkeit des „Assmann" erreicht, allerdings dabei den Vorteil wesentlich kleinerer Meßstellen ausgenutzt. Über die Anwendung der Methode bei aerologischen Aufstiegen ist m. W. nichts bekanntgeworden, obwohl die Methodik in ihrer Einfachheit nahezu zwangsläufig dazu führen muß, wenn es gelingt, bei Temperaturen von — 30° eine Anzeigegenauigkeit von $^1/_{20}°$ zu erhalten. Damit wäre die relative Feuchte bei 80% auf etwa 7% genau bestimmt. Daß dieser Weg nicht beschritten wurde, dürfte darin seine Ursache haben, daß im Flugbetrieb selbst mit den besten für thermoelektrische Messungen zur Verfügung stehenden Spiegelgalvanometern nur eine Anzeige von 1° C je Millimeter Ausschlag erreicht werden kann, wenn auf Verstärker verzichtet wird, die immer einen erheblichen Aufwand erfordern. Dies führt anderseits dazu, als Psychrometer-Thermometer Widerstandsthermometer zu benutzen, die auf wesentlich robustere Anzeigegeräte arbeiten. H. J. aufm Kampe [29] hat mit Widerstandsthermometern Messungen in der hohen Troposphäre durchgeführt, die die Brauchbarkeit der Methode bewiesen haben, und die Feuchte auf etwa 10% genau bestimmt. Die Trägheit der Widerstandsthermometer lag dabei wesentlich unter der des Haarhygrometers.

Während bei der psychrometrischen Messung mit abnehmender Temperatur die psychrometrische Differenz wesentlich kleiner und da-

durch die Messung erschwert wird, erreicht die Taupunktsmethode bei allen Temperaturen nahezu die gleiche Genauigkeit in der Bestimmung der Feuchte, weil sich der Unterschied Taupunkt gegen Lufttemperatur nur wenig ändert. In Tabelle 1 sind die Werte der psychrometrischen und der Taupunktsdifferenzen im meteorologischen Temperaturbereich zusammengestellt; die psychrometrischen Differenzen sind dabei der Einheitlichkeit halber bei allen Temperaturen über Wasser angegeben. Wir sehen, daß bei gleichen Feuchten von 30° bis —45° die psychrometrischen Differenzen rund auf $^1/_{100}$, die Taupunktsdifferenzen nur knapp auf die Hälfte abnehmen. Damit ist die meßtechnische Überlegenheit der Taupunktsmethode gegenüber der psychrometrischen gegeben. Da außerdem die Grundlagen der Messung klar und eindeutig erscheinen, hat es nicht an Versuchen gefehlt, die Methode für die verschiedensten Anwendungsgebiete auszubauen. So liegen Veröffentlichungen von R. Czepek [*10*] für industrielle Zwecke bei hohen Temperaturen und von C. W. Thornthwaite und I. C. Owen [*11*] für meteorologische Zwecke vor, wobei auch der Vorschlag gemacht wurde, zur Beobachtung des Taupunktes eine Photozelle zu verwenden. Diese Arbeiten waren dem Verfasser erst gegen Ende der vorliegenden Untersuchung bekanntgeworden, deren erste Versuche im Herbst 1940 begonnen wurden.

Tabelle 1. *Werte der psychrometrischen und Taupunktsdifferenzen in Abhängigkeit von der Temperatur und der relativen Feuchte, obere Zeile Psychrometer-, untere Taupunktsdifferenz.*

R. F. \ t_L	—45°	—30°	—15°	0°	15°	30°
100	0,0	0,0	0,0	0,0	0,0	0,0
	0,0	0,0	0,0	0,0	0,0	0,0
80	0,02	0,15	0,45	1,1	2,0	2,9
	2,0	2,2	2,6	3,0	3,4	3,9
60	0,05	0,30	0,9	2,2	4,1	6,1
	4,6	5,2	6,0	6,8	7,7	8,6
40	0,10	0,4	1,4	3,5	6,5	9,9
	8,1	9,2	10,5	12,0	13,5	15,0
20	0,13	0,55	1,9	4,7	9,0	14,2
	13,7	15,7	17,8	20,2	22,7	25,4
5	0,15	0,7	2,2	5,6	11,0	18,0
	24,1	27,5	31,2	35,1	39,2	43,7

Daß bei der von uns durchgeführten Entwicklung die Taupunktsmethode gewählt wurde, lag einerseits in der oben erwähnten geringen Meßgenauigkeit der Psychrometermethode bei geringen Temperaturen und der daraus zu fordernden hohen Anzeigeempfindlichkeit der Galvanometer, anderseits in der Eindeutigkeit der Meßanordnung der Taupunktsmethode begründet, wo nur die Lufttemperatur und der Taupunkt zu

bestimmen sind. Tabelle 2 gibt für die bei einiger Sorgfalt mit Thermoelementen zu erreichende Anzeigegenauigkeit von 0,1° bei 80 und 10% relativer Feuchte die Fehler in der Feuchtemessung. Auch hier zeigt sich die Überlegenheit der Taupunktsmethode gegenüber dem Psychro-

Tabelle 2. *Fehler der relativen Feuchte bei einer Temperaturmessung auf ± 0,1° bei Taupunkt und Psychrometer.*

	Taupunkt		Psychrometer	
	80%	10%	80%	10%
+ 30°	± 1,0	± 0,1	± 1,0	± 0,1
— 45°	± 1,5	± 0,2	± 54,0	± 30,0

meter. Es war zudem nach den Messungen von H. Weickmann [*16*] und anderen anzunehmen, daß selbst bei Temperaturen von — 50° die Kondensation auf dem Spiegel in Tropfenform erfolgen kann, so daß der Taupunkt eindeutig als „über Wasser" gekennzeichnet schien.

4. Technische Lösung.

Nach längeren Versuchen ergab sich für das Feuchtegerät die in Abb. 2 dargestellte Anordnung. In dem von der zu messenden atmosphärischen Luft durchströmten Kanal *AL* ist der Spiegel *Sp* mit seiner Vorderseite eingebaut. Die Blende *B* wird durch die Optik O_1 von der Lampe *L* aus beleuchtet. Die Blende ihrerseits wird unter Zwischenschaltung des Spiegels *Sp* von der Optik O_2 in der Photozelle *Ph* abgebildet. Jede Änderung der Rückstrahlung des Spiegels ergibt eine Änderung des die Photozelle treffenden Lichtstroms. Die Photozelle liegt im Gitterkreis des handelsüblichen Lichtschalt-Relais *RPK 2* der AEG., das für Batteriebetrieb gebaut ist. Es spricht auf Helligkeitsänderungen von 5 Lux an, ist also für unsere Zwecke gerade geeignet. Bei unserem Gerät wird über die Photozelle und das Relais die Heizung des Spiegels ein- bzw. ausgeschaltet. Auf Einzelheiten kommen wir weiter unten noch zu sprechen. Der Spiegel selbst — für die bisherigen Versuche ein Silberblech von 22 mm ⌀ und 0,2 mm Dicke — hat auf der Rückseite

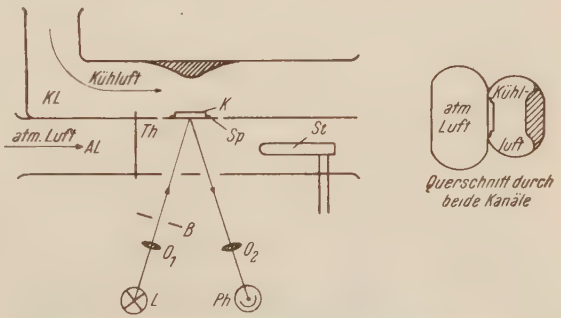

Abb. 2. Schematischer Aufbau des Taupunktsgeräts.

(siehe Abb. 3) ein Thermoelement *Th* aufgelötet. Durch die Formgebung des Thermoelements (plattgewalzte Drähte, die flach auf dem Silberblech aufliegen und sorgfältig aufgelötet sind) ist die Gewähr dafür gegeben, daß der Wärmeübergang vom Spiegel zum Thermoelement unmittelbar durch Wärmeleitung erfolgt und praktisch sich kein Temperaturunterschied zwischen Spiegelblech und Thermoelement ausbilden kann. Um das Thermoelement gegen den an der Rückseite des Spiegels fließenden Kaltluftstrom zu schützen, liegt zwischen ihm und diesem die durch dünne Glimmerschichten *Gl* isolierte elektrische Heizung *H*. Gegen mechanische Beschädigungen sind Thermoelement, Heizung und Isolation durch die Silberkapsel *K* geschützt, durch die nur die Drähte des Thermoelements und der Heizung geführt werden. Mit dieser Rückseite liegt der Spiegel in dem Kühlluftkanal *KL*, der dauernd von Luft durchströmt ist, die über feste Kohlensäure geleitet und dabei um mindestens 30° unter die herrschende Lufttemperatur gekühlt wird. Die Durchflußmenge kann durch ein Ventil geregelt werden und beträgt etwa 100 bis 200 Liter je Minute, was einer Kühlluftgeschwindigkeit von 10 bis 20m/sec im Kühlluftkanal entspricht. Eine Querschnittverengung im Kühlluftkanal sorgt dafür, daß die Kühlluft den Spiegel nicht tangential, sondern unter einem Winkel bestreicht.

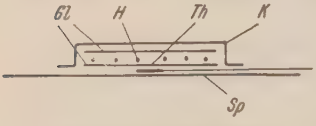

Abb. 3. Aufbau des Spiegels.

Aus den Stoffwerten der Luft und des Spiegels kann der Wärmeübergang an diesem nach der Formel

$$Q = \alpha \cdot F \cdot (t_{AL} - t_{KL})\ [\text{kcal/h}]$$

berechnet werden (s. Hütte I, 27. Aufl. S. 588ff.). Darin bedeuten Q die stündlich ausgetauschte Wärmemenge, α die Wärmeübergangszahl, F die Kühlfläche, t_{AL} die Spiegeltemperatur und t_{KL} die Kühllufttemperatur. Die Wärmeübergangszahl α ist:

$$\alpha = 0{,}075 \left(\frac{w \cdot l_0}{a}\right)^{0{,}75} \cdot \frac{\lambda}{L}\ [\text{kcal/m}^2 \cdot \text{h} \cdot °],$$

worin w die Kühlluftgeschwindigkeit, l_0 die Bezugseinheit der Wärmeübergangsfläche, a die Temperaturleitfähigkeit, λ die Wärmeleitzahl und L die Gesamtlänge der Übergangsfläche sind. Da a und λ temperaturabhängig sind, ergeben sich für verschiedene Lufttemperaturen die in Tabelle 3 zusammengestellten, durch den Spiegel ausgetauschten Wärmemengen in cal/sec in Abhängigkeit von der Kühlluftgeschwindigkeit in m/sec.

Tabelle 3. *Durch die Spiegelfläche ausgetauschte Wärmemenge Q_s in cal/sec.*

w \ t_{AL}	−50°	−25°	0°	25°	50°
10 m/sec	0,20	0,28	0,37	0,44	0,51
20 „	0,35	0,50	0,66	0,75	0,86
40 „	0,55	0,81	1,01	1,27	1,44

Da die Wärmekapazität des Spiegels mit 0,10 cal/Grad bekannt ist, läßt sich einfach die Zeit bestimmen, die nötig wird, um den Spiegel von einer gegebenen Ausgangstemperatur bis zum Taupunkt abzukühlen. Bei 25° Lufttemperatur und einer Kühlluftgeschwindigkeit von 10 m/sec erfolgt theoretisch die Abkühlung um 10 ° in 2,3, bei — 25° in 3,6 sec, Werte, die praktisch sehr genau erreicht wurden. Die Erwärmung des Spiegels zur Verdampfung des Taubeschlags erfolgt, wie schon oben erwähnt, durch die Heizung H. Ihre elektrischen Daten sind durch den Widerstand $R = 2{,}7$ Ohm und den Heizstrom $I = 2{,}0$ Ampere gegeben. Daraus folgt die Stromwärme

$$Q = 0{,}239 \cdot I^2 \cdot R \text{ [cal]},$$

das sind 2,6 cal/sec. Da etwa 50% der Stromwärme dem Spiegel verbleiben, während der Rest im Kühlluftstrom verloren geht, wird dieser in 0,76 sec um 10° erwärmt, die Erwärmung erfolgt somit fünfmal rascher als die Abkühlung.

Auf dieser Abstimmung der Kühlung und der Heizung ist die Schaltung und der Meßvorgang des Gerätes aufgebaut. Die dauernd an der Spiegelrückseite vorbeistreichende Kühlluft kühlt diesen relativ langsam, und zwar zuerst unmittelbar von den Randzonen her, die nicht mit der Schutzkapsel K bedeckt sind, dann durch Wärmeleitung über die Kapsel an ihrer Lötverbindung mit dem Spiegel und zuletzt durch den Wärmefluß durch die Kapsel, die Glimmerschichten und die Heizung. Infolge der Isolierschichten erfolgt der letzte Vorgang sehr verzögert, so daß er bei der Kühlung des Spiegels nicht mehr mitwirkt und diese ausschließlich durch Wärmeleitung im Spiegelmetall bedingt ist. Das hat zur Folge, daß die Abkühlung des Spiegels, der außerdem noch von einer Seite und nicht zentral angeströmt wird, in Zonen erfolgt, die vom Rand zur Mitte vorstoßen, wie es Abb. 4 zeigt, wobei der Pfeil die Anströmrichtung gibt.

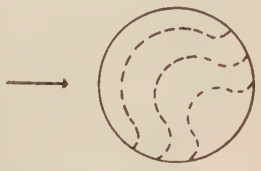

Abb. 4. Fortschreiten des Taubeschlags über den Spiegel.

Es wird damit erreicht, daß die am Schaltvorgang ausschließlich beteiligte Spiegelmitte gleichmäßig von drei Seiten erfaßt wird und die zur Auslösung des Schaltvorgangs notwendige Verdunklung des Spiegels so rasch erfolgt, daß dabei keine meßbare Verzögerung eintritt. Die Empfindlichkeit des Lichtschaltrelais ist so hoch, daß dann die Schaltung einsetzt, wenn von der ausgeleuchteten Spiegelfläche etwa 15% beschlagen sind. Es ist dabei zu bemerken, daß nach unseren bisherigen Erfahrungen für die Lichtschwächung durch den Beschlag gleichgültig ist, ob dieser bei einem Taupunkt von + 20° oder — 30° erfolgt: Denn die niedergeschlagenen Tropfenzahlen und -größen sind, wie später zu erwähnende Versuche gezeigt haben, bei den verwendeten Spiegelmetallen unabhängig von der Temperatur. Die thermische Verzögerung der Heizung, die durch den Beschlagsbeginn eingeschaltet wird, ist gerade so abgestimmt, daß sie dann zur vollen Wirksamkeit gelangt, wenn der Beschlag die

Spiegelmitte erreicht hat. Die Heizung wirkt infolge der zentralen Anordnung zuerst auf die Spiegelmitte mit dem Thermoelement, erwärmt dieses und taut den Spiegelbeschlag von der Mitte aus ab. Durch eine Relaisverzögerung bleibt die Heizung etwa 0,5 sec über das restlose Verdampfen des Beschlages eingeschaltet. Dadurch ist die Gewähr gegeben, daß auch in den Randzonen jeglicher Beschlag abdampft. Mit der Abschaltung der Heizung kommt die Kühlung wieder voll zur Geltung, der Vorgang wiederholt sich. Das zwischen Spiegel und Heizung eingelötete Thermoelement *Th* registriert auf einem Spiegelgalvanometer diese regelmäßigen Temperaturänderungen des Spiegels. Abb. 5 zeigt die Nachzeichnung einer solchen Registrierung mit großem Papiervorschub, bei der, wie auch bei allen später gezeigten Kurven, aus technischen Gründen die Temperatur*ab*nahme nach *oben* geschrieben wird. Gleichzeitig wurden jeweils beim Einsetzen des ersten sichtbaren Beschlags in der ausgeleuchteten Spiegelzone von Hand die Zeitmarken gemacht. Es zeigt sich einwandfrei, daß infolge der Anordnung Spiegel-Thermoelement-Heizung die Spiegeltemperatur-Registrierung im Augenblick des erreichten Taupunkts ein Minimum hat, das mit der gesuchten Temperatur des Taupunkts übereinstimmt. Die Maxima der Kurve — die unteren Umkehrpunkte — haben keinerlei meteorologische Bedeutung, da ihre Lage nur durch die oben erwähnte Verzögerung des Relais bedingt ist. Im allgemeinen verläuft die Einhüllende der Maxima parallel zu der der Minima, kann aber infolge Relaiseigenschaften Abweichungen zeigen (siehe Abb. 9).

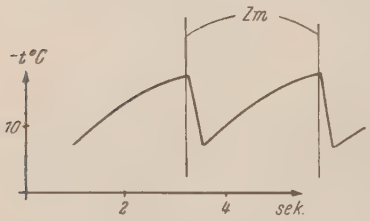

Abb. 5. Temperaturgang am Spiegel.

Der Taupunkt ist also nur durch die Messung des Eintritts des Beschlags, nicht durch sein Verschwinden bestimmt, im Gegensatz zu den bisher üblichen Kondensationshygrometern, bei denen als Taupunkt das Mittel der Temperatur bei Beschlagsbeginn und -ende eingesetzt wurde. Dieses Vorgehen scheint berechtigt, weil — wie schon M. Holtzmann [*12*] beobachtete — die erste Kondensation vor Erreichen von 100% rel. Feuchte einsetzt. Der Vorgang verläuft so, daß bei Feuchten ab 90% auf dem Spiegel sich einzelne kleine Tröpfchen bilden, die zum Teil sofort wieder verschwinden, zum Teil Bestand haben, bis die eigentliche Kondensation einsetzt. Eine Erklärung des Vorgangs steht noch aus, vielleicht sind hygroskopische Kerne dafür verantwortlich zu machen, die schon bei einer Feuchte unter 100% ansprechen. Der Hauptbeschlag erfordert nach unseren Erfahrungen nur geringe Übersättigung, die in der Größenordnung von etwa 1% liegen dürfte, wie ausführliche Versuchsreihen gezeigt haben, bei denen unter einem Mikroskop der Vorgang der Kondensation laufend beobachtet wurde.

Die durch die alleinige Messung des Beschlagsbeginns verursachten Fehler liegen normalerweise unter der Auswertgenauigkeit der Luft- und

Taupunktsregistrierung, bei der 1° etwa gleich 1 mm Ausschlag ist, und die eine Auswertung auf 0,1° gestattet. Die Messung beider Temperaturen erfolgt mit Eisen-Konstantan-Thermoelementen, bei denen die passive Lötstelle auf 0° gehalten wird. Registriert werden die Meßwerte mit Spiegelgalvanometern auf dem optischen Mehrfachschreiber der Askania-Werke. Um die gewünschte Anzeige von etwa 1 mm je 1° zu erhalten, wurden Galvanometer einer Sonderkonstruktion von Hartmann und Braun benutzt, die bei etwa 5 Ohm innerem Widerstand eine Stromempfindlichkeit von etwa $5 \cdot 10^{-6}$ Amp. je mm Ausschlag haben. Die Galvanometer waren beim Gebrauch im Flugzeug unempfindlich gegen Erschütterung und Beschleunigung. Da sie niederohmig sind, mußten an den registrierten Werten Verbesserungen wegen der Widerstandsänderungen der Thermoelemente und der Galvanometer mit der Temperatur angebracht werden.

Die Messung der Lufttemperatur erfolgte, wie in Abb. 2 angedeutet ist, durch das stumpf gelötete Thermoelement *Th*, das quer zur Anblaserichtung im Kanal *AL* gespannt ist. Eckert und Weise haben in verschiedenen Arbeiten [*13*, *14*, *15*] die Theorie quer angeströmter Zylinder gegeben und durch Versuche bestätigt. Auf Grund ihrer Messungen wurde die Korrektur für die Erhöhung Δt der wahren Lufttemperatur t_w infolge Stau und Reibung in Abhängigkeit von der Anströmgeschwindigkeit v zu

$$\Delta t = 0{,}8 \frac{v^2}{2010}$$

eingesetzt, wobei v in m/sec gemessen wird. Diese Korrektur gilt nur für die hier benutzten Thermoelementdrähte von 0,5 mm ⌀ und beim Flug außerhalb von Wolken. In den Wolken wird ein Teil der Stauerwärmung zur Verdampfung der Wolkenteilchen verbraucht, wodurch Δt kleiner wird. Raethjen [*19*] hat für sehr wasserhaltige Wolken die Verringerung von Δt berechnet. Nach unseren Flugerfahrungen [*20*] ist jedoch in den Wolken der freien Atmosphäre im Gegensatz zu denen an Bergen selten der Wassergehalt so hoch, daß diese Korrekturen nach Raethjen im vollen Umfang anzuwenden sind. Da außerdem bei unseren Flügen der Staudruck gering ist, wurde keine weitere Korrektur an Δt angebracht. Um die Anströmgeschwindigkeit v einwandfrei zu messen, war im Kanal *AL* noch das Staurohr *St* eingebaut, das ebenso wie die Thermoelemente und eine Druckdose für den statischen Druck auf den optischen Mehrfachschreiber registrierte, so daß auf einer Registrierung alle meteorologischen Elemente vereinigt waren und damit eine Vergleichsmöglichkeit zum mechanischen Meteorographen gegeben war.

Hierbei traten wesentliche Schwierigkeiten auf. Da dem Verfasser keine Feuchteeichanlage mit konstant einstellbaren Feuchtewerten zur Verfügung stand, mußten alle Vergleiche im Laboratorium oder unmittelbar beim Flugzeugaufstieg stattfinden, wobei sowohl die Temperatur wie auch die Feuchte dauernden Änderungen unterworfen sind. Um die Ergebnisse der verschiedenen Geräte vergleichen zu können, wurden die Trägheitskoeffizienten der verwendeten Thermometer in

Abhängigkeit von der Anblasegeschwindigkeit bestimmt. Das Ergebnis ist in Abb. 6 dargestellt und schließt sich in großen Zügen an die Einzelwerte an, wie sie z. B. im *Handbuch der meteorologischen Instrumente* [2]

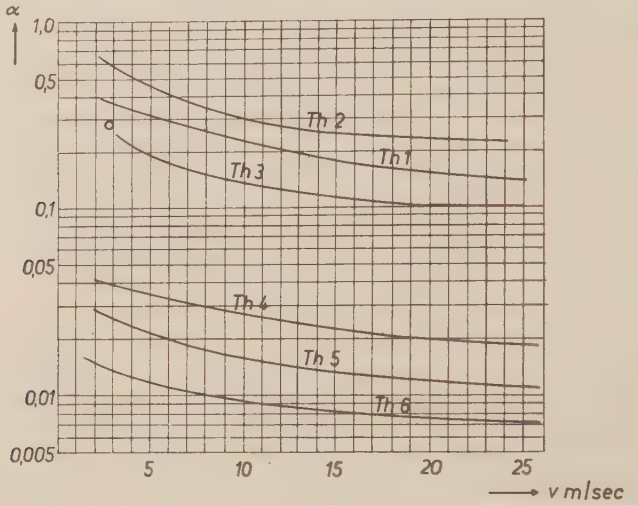

Abb. 6. Trägheitskoeffizient α [min] verschiedener Thermometer in Abhängigkeit von der Anblasegeschwindigkeit.

veröffentlicht sind. Im Vergleich zu den Messungen von Frankenberger [*18*] ist die Übereinstimmung der Werte recht gut, mit Ausnahme einer Messung mit dem allgemein gebräuchlichen Meteorographen, bei dem wir zehnfach kleinere Werte als Frankenberger gemessen haben. Der Unterschied kann durch die Art und Bauweise der im Meteorographen eingebauten Bimetallthermometer bedingt sein. Abb. 7 zeigt die untersuchten Thermometer im richtigen Größenverhältnis zueinander. Bei unseren Versuchen lag die Anströmrichtung bei allen Thermometern quer zur größten Längsausdehnung. Die einzige Ausnahme machte das Bimetall, das im Meteorographen in der dort üblichen Richtung angeblasen wurde; *Th 1* ist ein Hg-Thermometer aus einem „Assmann", *Th 2* ein Bimetall im Meteorographen, *Th 3* ein Widerstandsthermometer von Heraeus, bei dem die Widerstandsspirale auf einen Quarzkörper gewickelt und mit einer dünnen Quarzhaut umschmolzen ist,

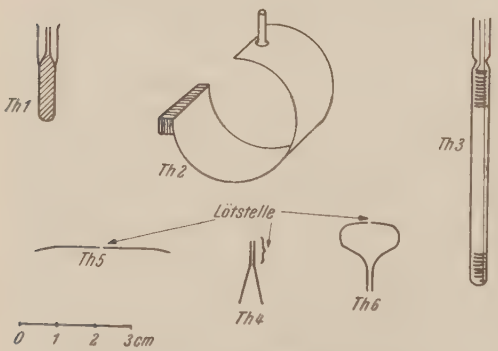

Abb. 7. Die untersuchten Thermometer.

Th 4 ist ein Thermoelement von 0,5 mm ⌀, bei dem die Drähte parallel aneinandergelötet sind, *Th 5* ein solches mit stumpf gelöteten Drähten und *Th 6* eines von 0,2 mm ⌀ mit stumpf aneinandergelöteten Drähten.

Die in Abb. 6 dargestellten Kurven der Trägheitskoeffizienten der verschiedenen Thermometer können in erster Annäherung als parallel angesehen werden. Dann verhalten sich die Trägheitskoeffizienten von Meteorograph, „Assmann" und stumpf gelötetem Thermoelement wie etwa 18 : 12 : 1, was bei raschen Temperaturänderungen zu erheblichen Anzeigeunterschieden führen muß. Bei den Messungen ergab sich, daß die Trägheit des feuchten Thermometers im Assmannschen Aspirationspsychrometer geringer war (in Abb. 6 als Kreis eingezeichnet) als die des trockenen. Dieses Ergebnis überrascht im ersten Augenblick, wird aber verständlich, wenn wir die Größen betrachten, die den Wärmeaustausch zwischen Thermometer und Luft und damit den Trägheitskoeffizienten α bedingen. Es ist

$$\alpha = \frac{K}{\lambda \cdot O},$$

worin K die Wärmekapazität, O die Oberfläche und λ die äußere Wärmeleitfähigkeit des Thermometers sind. Da die Wärmekapazität K = Volumen V · spezifischem Gewicht s · spezifischer Wärme c ist, können wir schreiben:

$$\alpha = \frac{V \cdot s \cdot c}{\lambda \cdot O} \quad \text{oder} \quad \alpha = \frac{M \cdot c}{\lambda \cdot O},$$

worin M die Masse des Thermometers ist. Beim feuchten Thermometer wird gegenüber dem trockenen die Masse, die spezifische Wärme und die Oberfläche nur wenig verändert, während die äußere Wärmeleitfähigkeit λ infolge der Wasserhaut im Strumpf und am Thermometerkörper eine wesentliche Erhöhung erfährt, die eine Verringerung der Trägheit zur Folge hat. Eine analoge Überlegung ergibt sich, wenn wir statt des Trägheitskoeffizienten unmittelbar den Wärmeübergang am Thermometerkörper betrachten. Wie schon bei der Betrachtung des Wärmeübergangs am Spiegel gezeigt wurde, ist die ausgetauschte Wärmemenge Q:

$$Q = \alpha \cdot F \cdot (t_{\text{Luft}} - t_{\text{Thermometer}}),$$

worin α hier im Gegensatz zu oben die *Wärmeübergangszahl* ist und dieselbe Bedeutung wie auf S. 442 hat. Wir sehen somit, daß die ausgetauschte Wärmemenge mit der durch den Thermometerstrumpf vergrößerten Oberfläche und der größeren Wärmeübergangszahl zunimmt. Die exakte Ableitung stößt im allgemeinen auf erhebliche Schwierigkeiten, weil die Konstanten des Wärmeüberganges empirisch abgeleitete Größen sind, und von Fall zu Fall besonders ermittelt werden müssen.

Infolge dieser verschiedenen Trägheit der „Assmann"-Thermometer können deshalb bei raschen Temperatur- und Feuchteänderungen leicht Fehler in den Feuchteangaben von mehreren Prozenten auftreten. Bei Flugversuchen wirkt sich die Trägheit des Haares entsprechend aus. Unter diesen Gesichtspunkten sind die folgenden Ergebnisse und Vergleiche zu werten.

5. Ergebnisse.

a) Laboratoriumsversuche.

Aus der großen Reihe der Laboratoriumsversuche, die zum Teil auch der Ermittlung technischer Fehlermöglichkeiten und der Abstimmung von Kühlung und Heizung dienten, sei ein Versuch herausgegriffen, der

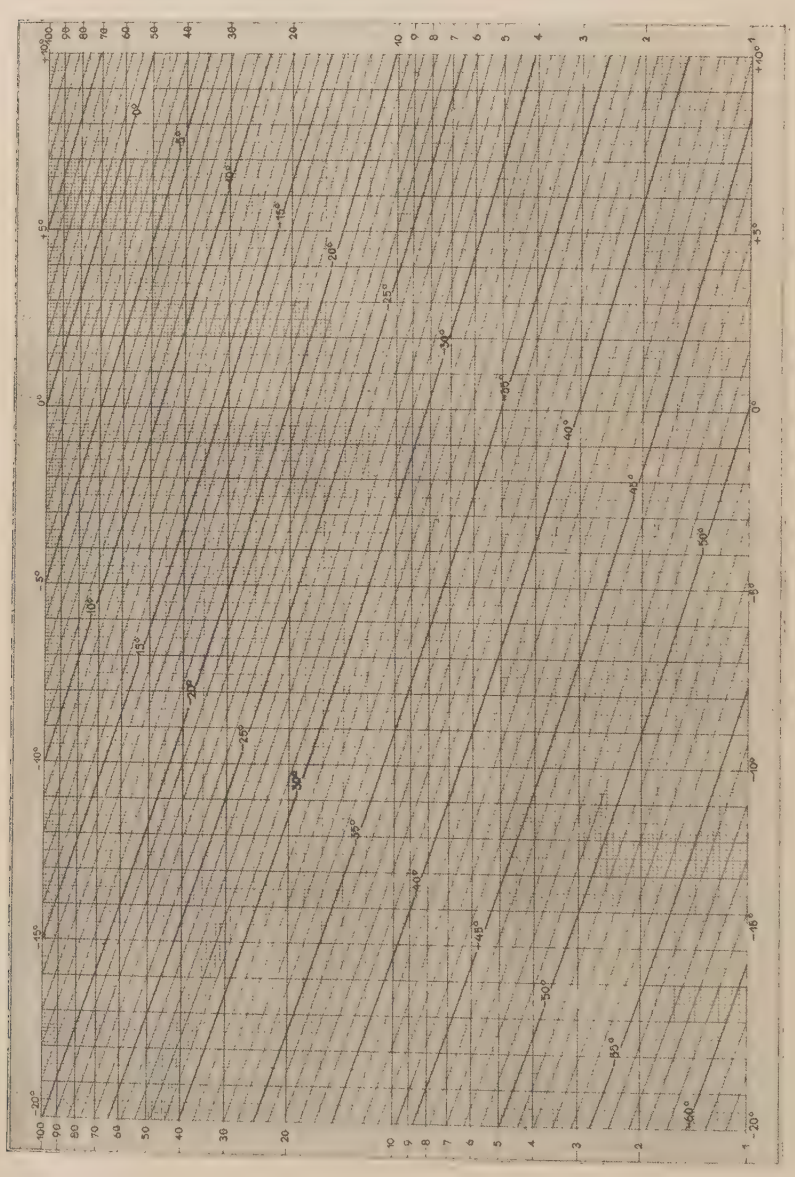

Abb. 8. Relative Feuchte in Abhängigkeit von Lufttemperatur und Taupunkt.

bezeichnend ist für den Vergleich zwischen „Assmann“ und Taupunktsgerät. In ein kräftig geheiztes Zimmer ($t = 23°$) wurde durch Öffnen der Fenster kalte Außenluft von etwa 0° geleitet. Nach einiger Zeit wurden die Fenster wieder geschlossen und nach dem Angleichen der Temperatur die Feuchte durch Verdampfen von Wasser gesteigert. Der Temperatur- und Feuchteverlauf wurde gleichzeitig mit dem Taupunktsgerät registriert und in ein- bis zweiminutlichen „Assmann“-Messungen beobachtet. Beide Geräte wurden dabei mit derselben Geschwindigkeit ventiliert; die Auswertung erfolgte einerseits mit den Aspirationspsychrometertafeln des Reichsamtes für Wetterdienst, anderseits mit Kurvenscharen, die an Hand der Robitzschschen Tabellen für die vorkommenden Taupunktstemperaturen gerechnet und gezeichnet wurden (Abb. 8).

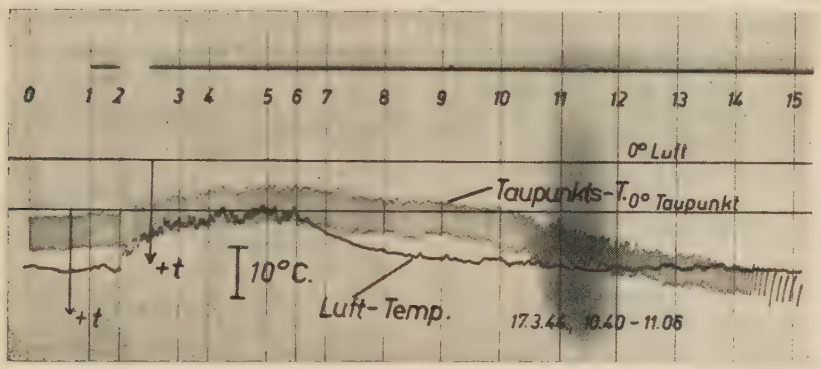

Abb. 9. Registrierung der Lufttemperatur t und des Taupunkts τ im Laboratorium.

Abb. 9 zeigt die Registrierung, Tabelle 4 die am „Assmann“ abgelesenen und die aus der Registrierung gewonnenen Werte. In der Abb. 9 ist deutlich das Eindringen der kalten Luft nach Zeitmarke 2 zu sehen und die sich unstetig vollziehende Mischung der beiden Luftmassen. Gleichlaufend mit der Temperaturregistrierung weist auch der Gang der Taupunktstemperatur Unstetigkeiten auf, wobei die Zacken zwischen Pkt. 3 und 4 besonders auffallend sind. Die Werte der relativen Feuchte ändern sich dabei nur gering. Die Unterschiede bei den registrierten und beobachteten Lufttemperaturen lassen sich ebenso wie die der Feuchten zwanglos aus der verschiedenen Trägheit der beiden Instrumente erklären; bei konstanten Verhältnissen oder langsamen Veränderungen ist die Übereinstimmung sehr gut (siehe Pkt. 13ff.). Nach Pkt. 14 liegen die einzelnen Werte des Taupunkts nicht mehr so dicht wie vorher, weil die Kühlung gegen Ende des Versuchs nachgelassen hat. Es ist bei dieser Registrierung schön zu sehen, daß die Einhüllenden des oberen und des unteren Umkehrpunktes im allgemeinen parallel verlaufen; nur zwischen Pkt. 10 und 11 treten größere Abweichungen auf. Besonders erwähnenswert ist bei diesen Vergleichen, daß der „Assmann“, genau

Tabelle 4. *Vergleich zwischen „Assmann" und Taupunktsgerät im Laboratorium (17. 3. 44, 10.40 bis 11.06).*

Zeitmarke	Zeit	„Assmann"			Taupunkt			
		t_t	t_f	R	t_L	t_{Sp}	R	
0	00,00	22,6	12,9	31	22,4	+ 2,0	26	
1	2,00	23,0	13,1	30	22,7	0,7	27	
2	3,00	23,0	12,9	29	22,7	0,3	23	Fenster auf
3	5,00	14,6	8,0	38	12,4	— 2,8	34	
3a	—	—	—	—	13,8	— 2,8	32	
3b	—	—	—	—	10,4	— 5,3	33	
4	6,00	12,3	6,6	42	12,3	— 4,0	32	
5	8,00	11,1	5,8	43	9,8	— 5,0	35	
6	9,00	10,4	4,8	39	10,6	— 5,0	33	Fenster zu
7	10,00	13,7	7,0	35	14,8	— 3,8	27	
8	12,00	18,5	9,9	30	18,3	— 2,3	24	
9	14,00	20,5	10,9	28	20,4	— 2,0	22	
10	16,00	21,6	11,5	27	20,0	— 1,0	24	Feuchte ge-
11	18,00	22,0	12,8	33	21,6	+ 2,7	29	steigert durch
12	20,00	22,6	14,8	43	22,2	7,0	38	Spritzwasser
13	22,00	22,4	15,3	47	22,2	9,2	44	
14	24,00	22,3	16,0	52	22,3	11,7	51	
15	26,00	22,9	17,4	58	22,8	13,8	57	

wie es vom Haarhygrometer bekannt ist, die Tendenz des Feuchtegangs gut erfaßt, nur eben wegen der Trägheit nachhinkt.

b) Flugversuche.

Vor der Besprechung der meteorologischen Auswertung einer Reihe von Flügen seien zwei vorweggenommen, um die Registrierung selbst zu zeigen. Die Registrierung ist dabei um etwa ein Drittel verkleinert. Flug 10 (Abb. 10) ist das Beispiel eines in der Feuchteregistrierung störungsfrei verlaufenden Fluges. Die Taupunktstemperatur lag dabei von Anfang bis Ende unter 0°, die Lufttemperatur mit Ausnahme einer kurzen Zeit nach dem Start ebenfalls. Bei Pkt. 2 wurde in die Schichtbewölkung hineingeflogen, bei Pkt. 5 die wogige Oberfläche erreicht und langsam durchstoßen, wobei die kräftige Inversion mehrfach (zwischen Pkt. 5 und 6) durchflogen wurde. Die Luftdruckregistrierung verläuft normal. Infolge Vereisung setzte zwischen Pkt. 4b und 5 die Staudruckanzeige vollkommen aus. Flug 9 (Abb. 11) zeigt ein Beispiel, bei dem verschiedene Störungen in der Feuchteregistrierung aufgetreten sind. Bei Pkt. 3g unterschreitet die Taupunktstemperatur 0°. Zwischen Pkt. 5 und 6, um Pkt. 7 und 8 wird der Spiegel offensichtlich unterkühlt, der Schaltvorgang zur Erwärmung der Spiegel wird nicht ausgelöst. Beobachtungen des Spiegels haben bei diesen und allen ähnlichen Fällen gezeigt, daß sich auf dem Spiegel statt der üblichen Tropfenkondensation einzelne Eiskristalle gebildet haben. Da diese Erscheinung

im Widerspruch zu zahlreichen Laboratoriumsversuchen verschiedener Verfasser steht und außerdem die Anwendbarkeit der Taupunktsmethode in

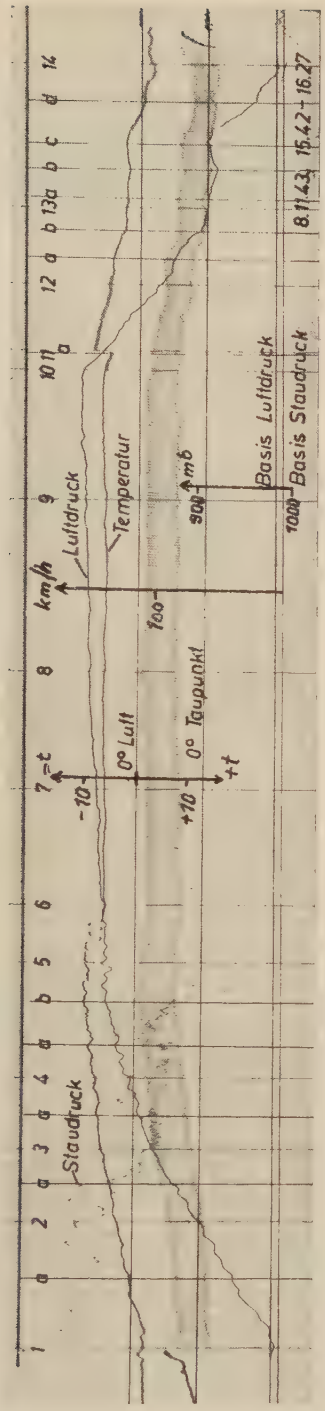

Abb. 10. Registrierung Flug 10.

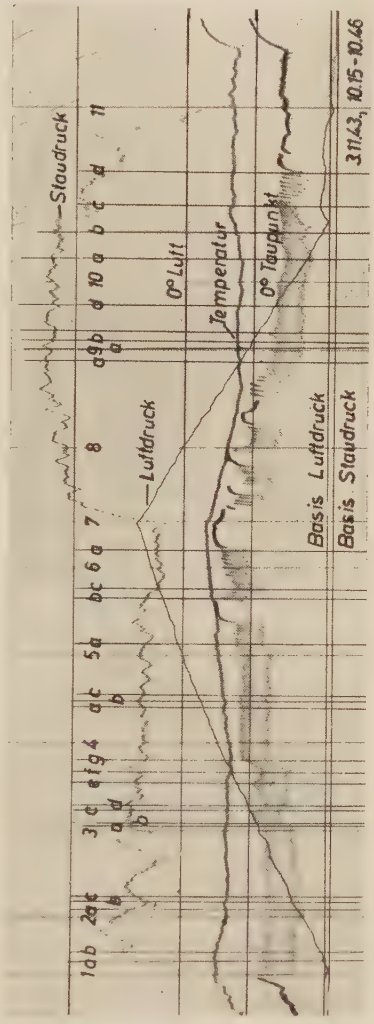

Abb. 11. Registrierung Flug 9.

Frage stellt, wurde sie an Hand zahlreicher Laboratoriumsversuche und der vorliegenden Flüge genau untersucht, worüber anschließend berichtet wird. Die Registrierungen der Lufttemperatur,

des Luft- und des Staudruckes sind bei Flug 9 ungestört. In den Abb. 12 bis 20 sind für die Flüge 2 bis 4 und 7 bis 12 nach den Auswertungen die Druck-Temperatur- und die Druck-Feuchte-Kurven gezeichnet. Dabei bedeutet ● ● Aufstieg, ⊙ ⊙ Abstieg beim Taupunktsgerät, × — — × Aufstieg, ● ● Abstieg beim Meteorograph. Aus Gründen der Übersicht wurden von den Abstiegen öfters nur die einzelnen Meßpunkte einge-

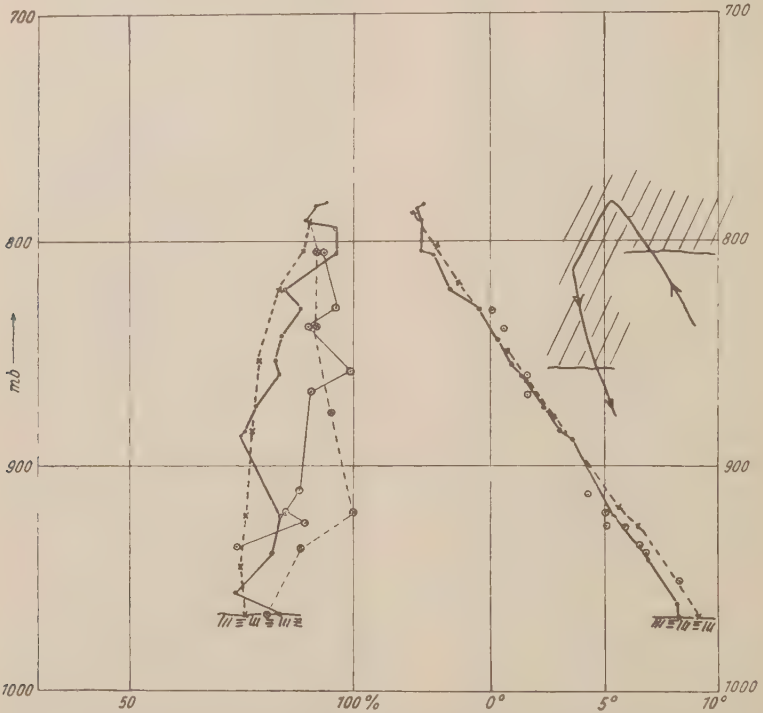

Abb. 12. Feuchteflug 2, 27. 9. 43, 14.34 bis 15.07. Beim Start 10/10 ns mit einzelnen fs darunter. Beim Aufstieg W. U. in etwa 800 mb, in Wolke kräftige Vereisung. Beim Abstieg wurde W. U. erst bei 855 mb erreicht. Stellenweise Regen an der Wolkenuntergrenze. — Gerät arbeitet stetig; nach dem Wolkenflug bildet sich eine Wasserhaut auf dem Spiegel, die erst nach kräftigem Heizen abdampft. Danach setzt normale Funktion des Gerätes ein.

tragen. Soweit es von Bedeutung war, wurde Bewölkung beigezeichnet, der Flugweg zu den Wolken angegeben. Eine kurze Beschreibung der Wetterlage mit Wolkenunter- und -obergrenzen (W. U. und W. O.) sowie des Arbeitens des Taupunktsgerätes vervollständigen die Angaben über jeden Flug. Eine Diskussion der einzelnen Flüge führt zu folgenden Ergebnissen: Flug 2 (Abb. 12) zeigt in der Temperatur-Druckkurve gute Übereinstimmung zwischen Auf- und Abstieg bei Taupunktsgerät und Meteorograph. Dabei weist das Taupunktsgerät erwartungsgemäß mehr Feinheiten auf, die noch ausgeprägter bei der Feuchte zur Geltung kommen. Die Feuchte nimmt kurz unter der Wolke von 85 auf 96% zu und schwankt

in der Wolke um 96%: Beim Abstieg werden 100% nur an der Wolkenbasis gemessen. Die tiefste Taupunktstemperatur war —4,2°, wobei das Gerät einwandfrei arbeitete. Das Haarhygrometer zeigt keine der kleineren Schwankungen an, erreicht 100% erst im Abstieg weiter unter der Wolkenbasis, spricht aber auf den Feuchterückgang in Bodennähe gut an.

Bei Flug 4 (Abb. 13) waren in der Atmosphäre starke Veränderungen

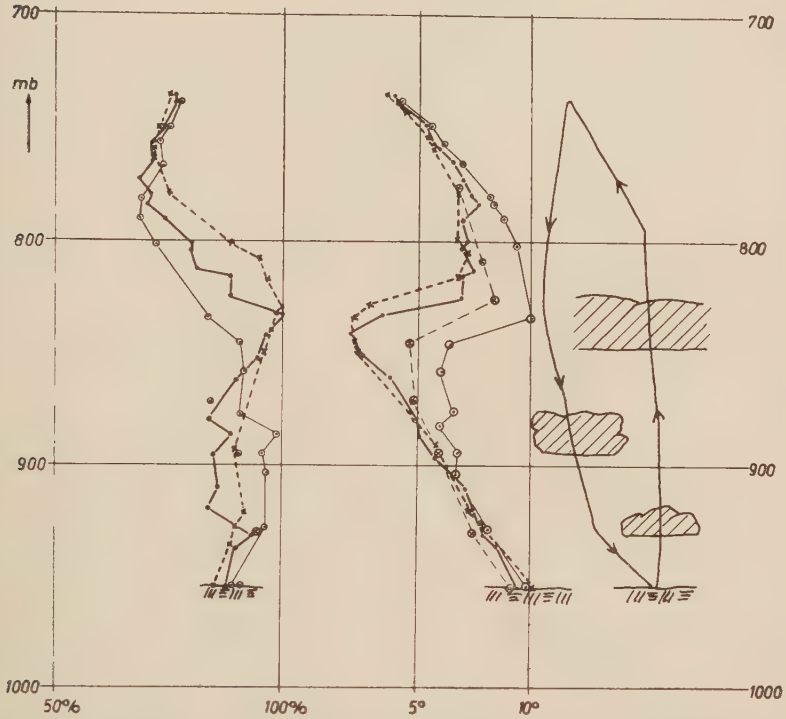

Abb. 13. Feuchteflug 4, 29. 9. 43, 13.05 bis 13.40. Während des Fluges starke Veränderung der Bewölkung. Auflösung der cu in 930 bis 920 mb und des st in 850 bis 825 mb, bei Neubildung von cu in 895 bis 875 mb. Im Gegensatz zum Aufstieg fand der Abstieg über und im Gebirge statt. — Gerät arbeitet gleichmäßig mit Ausnahme einer Schicht in etwa 775 mb (Dunst?), in der es ohne ersichtlichen Grund kurzzeitig aussetzt.

im Gange. In 35 Minuten lösten sich zwei Wolkenschichten auf und bildeten in der Zwischenhöhe eine neue. Die dabei auftretenden Temperaturänderungen sind beträchtlich, konnten aber eindeutig erfaßt werden. Im Aufstieg liegen die Temperaturen von Taupunktsgerät und Meteorograph gut beisammen, an der starken Inversion bei 830 mb zeigt sich wieder schön die Trägheit des Meteorographen, die beim Abstieg noch stärker zur Auswirkung kommt. Die gipfel- und bodennahen Werte zeigen — da in diesen Schichten keine Umlagerungen erfolgt sind — gute Übereinstimmung. Die Feuchte gibt nun überraschend schön diese Vorgänge wieder: Die Feuchtezunahme in der unteren cu-Schicht bis auf

94%, der Anstieg um 5% von 80 auf 85% in der Schicht 895 bis 875 mb, in der sich kurz darauf die neuen cu-Bänke bilden, und die Zunahme der Feuchte im st in 850 bis 825 mb auf 100%. Dieser Wert wird selbst vom Meteorographen erreicht. Im Abstieg ist die obere Schicht abgetrocknet, die unterhalb 860 mb aber allgemein feuchter geworden, wobei

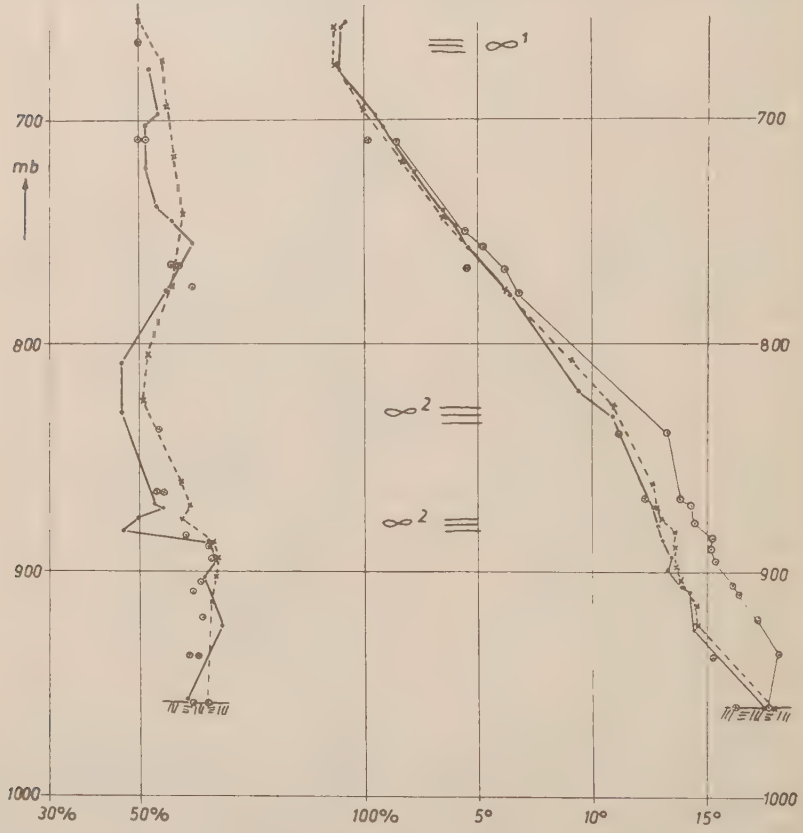

Abb. 14. Feuchteflug 7, 19. 10. 43, 14.48 bis 15.23. Bei nahezu wolkenlosem Wetter (1/10 cu und ci) fand der Flug bei mehreren ausgeprägten Dunstschichten statt. — In den Dunstschichten versagt das Feuchtegerät, spricht jedoch über und unter ihnen wieder einwandfrei an.

in der cu-Schicht 99% erreicht wurde. Dieser Flug dürfte ein erstmaliges Beispiel dafür sein, wie mit geeigneten Meßgeräten atmosphärische Umlagerungen erfaßt werden können.

Flug 7 (Abb. 14) ist ein kennzeichnendes Beispiel eines Fluges, bei dem der Abstieg ab rund 750 mb zwischen Bergen stattfand. Beim Aufstieg decken sich die Temperaturkurven vom Taupunktsgerät und Meteorographen weitgehend; beim Abstieg ist die hangnahe Atmosphäre bis fast 3° wärmer als die über der Ebene lagernde Luft. Gipfel und Boden-

werte stimmen dabei wieder sehr gut überein. Die Feuchteregistrierung setzte bei diesem Flug erstmalig in bestimmten Höhenstufen aus, zeigte jedoch über bzw. unter ihnen wieder einwandfrei an. Wie es sich auch bei weiteren Flügen zeigte, fällt die Schicht der Registrierstörungen mit atmosphärischen Dunstschichten zusammen, so daß die Annahme gerechtfertigt erscheint, daß in ausgeprägten Dunstschichten Teilchen vor-

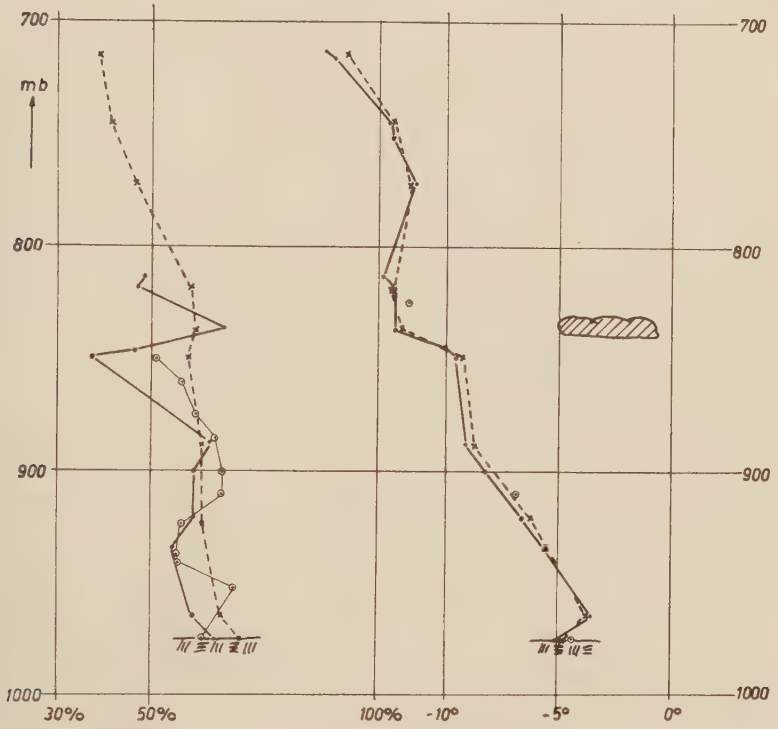

Abb. 15. Feuchteflug 11, 6. 1. 44, 10.27 bis 11.00. Neben einigen st-Bänken in 840 bis 830 mb sind 2/10 hohe ci. Geschlossene Schneedecke. — Das Gerät arbeitet im Aufstieg einwandfrei, bis die Taupunktstemperatur −21,4° C erreicht wird. Beim Abstieg setzt es bei −18,1° C wieder ein und arbeitet bis zur Landung einwandfrei. Im Bereich der tiefen Taupunktstemperaturen wurden Kristalle beobachtet.

handen sind, die bevorzugt als Gefrierkerne wirken und durch die am Spiegel vorbeistreichende Luft auf diesem abgelagert werden. Denn, wie schon früher bemerkt, erfolgt bis mindestens — 20° C Taupunktstemperatur der Niederschlag auf dem Spiegel in Tropfenform, so daß einwandfreies Arbeiten des Gerätes gewährleistet schien. Die Feuchte hat in der Dunstschicht in 800 mb einen starken Rückgang um knapp 20%, der vom Haar tendenzmäßig ebenfalls angezeigt wurde. Die Dunstschicht in 830 mb läßt keine Eigenheiten erkennen, diejenige in Gipfelhöhe 660 mb schaltet bei einer Taupunktstemperatur von — 9,6° das

Gerät ab. Da Werte aus größerer Höhe nicht vorliegen, konnte nicht wie bei den anderen Dunstschichten interpoliert werden. Die Abstiegswerte zeigen nur geringe Abweichung von den Aufstiegswerten.

Flug 11 (Abb. 15) brachte eine in den Temperaturen sehr gut übereinstimmende Registrierung. Die Feuchte nimmt unter den Wolken-

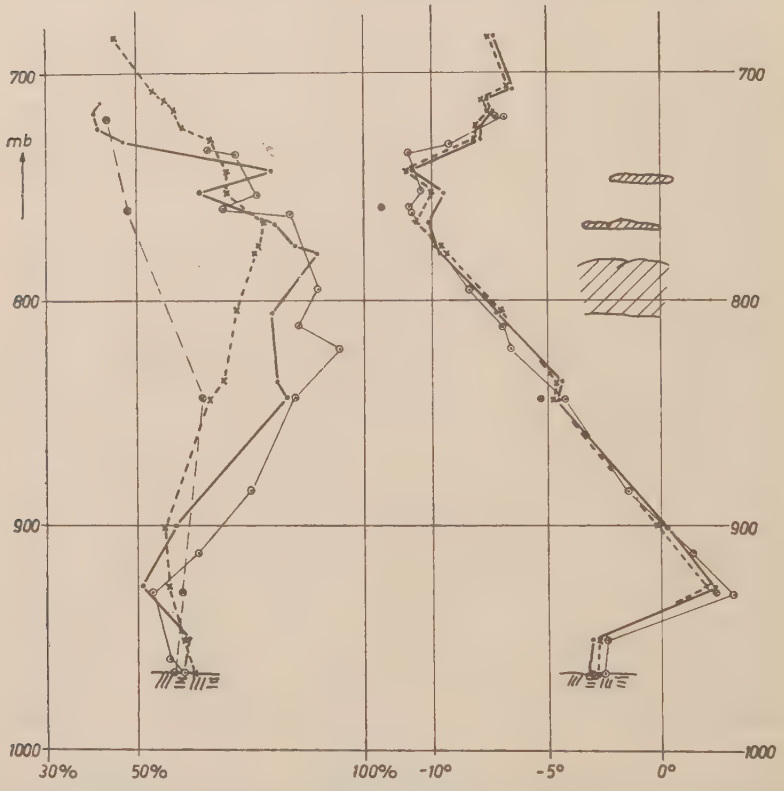

Abb. 16. Feuchteflug 12, 7. 1. 44, 9.32 bis 10.03. Bei Schneedecke und veränderlicher Bewölkung (6/10 sc und 2/10 ci) fand der Flug statt. Es wurden verschiedentlich Wolkenfetzen durchflogen. – Bis Taupunktstemperatur −18,3° und ab −15,6° arbeitete das Gerät einwandfrei. Unter diesen Temperaturen wurden Kristalle beobachtet.

bänken stark ab, in Höhe der Wolken, die nicht angeflogen wurden, bis auf 76% zu. Über den Wolken bilden sich von einem Taupunkt von — 21,4° ab auf dem Spiegel nur noch Kristalle. Im Abstieg bleiben diese bis — 18,1°. Dieser Flug war der erste, bei dem ohne beobachtete atmosphärische Trübung das Gerät bis rund — 20° ansprach, womit die Übergangstemperatur von Tropfen zu Kristallen erreicht wurde, die bei den gleichzeitig laufenden Laboratoriumsversuchen aufgetreten war.

Die gleiche Erscheinung wiederholte sich beim Flug 12, der unter ähnlichen atmosphärischen Verhältnissen durchgeführt wurde. Die Tem-

peraturen zeigen recht gute Übereinstimmung. Die Feuchte spiegelt die starke Veränderlichkeit der Bewölkung wieder. Das Haar braucht bis zum Angleich beim Abstieg infolge der tiefen Temperatur (— 11°) außerordentlich lang. Das Taupunktsgerät arbeitete bis — 18,3° und ab — 15,6°. Es setzte also etwas früher aus als beim Flug 11.

Es kann über die bis jetzt vorliegenden Erprobungsflüge zusammenfassend gesagt werden: Infolge der geringen Trägheit der Thermoelemente geben diese bei etwa gleicher Anzeigegenauigkeit wie der Meteorograph weit mehr Einzelheiten des thermischen Aufbaues der Atmosphäre. Der unmittelbar mitregistrierte Staudruck gestattet für jeden markanten Punkt die Berücksichtigung der Stau- und Reibungserwärmung. Die nach der Taupunktsmethode gewonnenen einzelnen Punkte erlauben ohne Zwang die laufende Auswertung des Taupunkts und damit der Feuchte. Das Gerät spricht unmittelbar auf alle Feuchteänderungen in der Atmosphäre an. Entgegen der ursprünglichen Annahme, daß selbst noch bei sehr tiefen Temperaturen primär Tropfenkondensation erfolgen würde, scheint für den verwendeten Silberspiegel bei einer Taupunktstemperatur von etwa — 20° der Umschlagspunkt von Tropfen- zu Eiskondensation zu liegen. In Dunstschichten der Atmosphäre tritt dieser Umschlag bei jeder Taupunktstemperatur unter 0° C auf, was die Annahme zu rechtfertigen scheint, daß in den Dunstschichten Teilchen vorhanden sind, die bevorzugt auf Eiskristallbildung ansprechen und durch den Luftstrom auf den Spiegel gebracht werden. Die Eisphase auf dem Spiegel tritt unabhängig von der Temperatur der umgebenden Luft nur in Abhängigkeit von der Spiegeltemperatur und dem Vorhandensein von Kernen auf. Herr Geheimrat Schmauss machte mich in einer Unterredung auf den analogen Vorgang der Grundeisbildung aufmerksam, wo sich im fließenden Wasser mit Temperaturen über 0° am Boden und den Ufern das Eis bildet. Da die Beschlagbildung am Spiegel durch die ihm künstlich vorgegebene Temperatur erzwungen ist, ist die gemessene Spiegeltemperatur unabhängig von der Anströmgeschwindigkeit. Weitere Versuche werden zeigen, ob es möglich ist, 1. die Kristallbildung in Dunstschichten zu verhindern; 2. eine Spiegelfläche zu finden, auf der erst bei wesentlich tieferen Taupunktstemperaturen der Umschlag von Tropfen zu Kristallen erfolgt. Die bei den Flügen in den Wolken aufgetretenen Feuchtegrade unter 100% können vorläufig nicht erklärt werden. Daß die Wolkenteilchen zwischen Spiegel und Photozelle den Schaltvorgang verfrüht auslösen, ist bei der Kürze des durchstrahlten Weges in der Wolkenluft nicht anzunehmen, zumal in einigen Wolken 98 und 100% Feuchte gemessen wurden.

6. Untersuchungen über den Kondensationsvorgang bei geringer Übersättigung.

Tammann und Boehme [*21*] haben über Spiegeln aus verschiedenen Metallen von 12,0 ± 0,2° wasserdampfgesättigte Luft von 14,0 ± 0,2° bzw. 18,0 ± 0,2° geleitet und dabei die auftretende Kondensation beob-

achtet. Mitgeteilt wird die mittlere Tropfengröße, die zwischen 1 und 10 μ liegt, und die Tropfenzahl je Flächeneinheit, die eine starke Abhängigkeit von der Art des Metalls zeigt. Da diese Versuche mit Übersättigungen von 146 bzw. 114% bei einem Taupunkt von 12,0° angestellt wurden, schien es angebracht, die Versuche zu wiederholen und sie dabei den Bedingungen der Kondensation im Taupunktsgerät anzupassen, insbesondere die Vorgänge bei Taupunkten unter 0° zu untersuchen.

a) Versuchsanordnung und Durchführung.

Ähnlich wie beim Taupunktsmeßgerät selbst werden die zu untersuchenden Metallplättchen von der Rückseite mittels kalter Luft gekühlt. Die Vorderseite wird ventiliert und unter einem Mikroskop mit 84facher Vergrößerung beobachtet. Infolge der benutzten Dunkelfeldbeleuchtung lag die Grenze der kleinsten noch erkennbaren Tropfen bei etwa 1 μ, wodurch schon sehr feine Kondensationsprodukte erkennbar wurden und vermieden werden konnte, daß der Taupunkt wesentlich unterschritten wurde. Die Temperatur des gekühlten Metallplättchens wurde mittels eines aufgelöteten Thermoelementes auf den optischen Mehrfachschreiber registriert. Die Temperatur der Luft, die mit etwa 2 m/sec über das Metallplättchen hinstreicht, wurde mit einem frei darübergespannten Thermoelement ebenfalls registriert. Die gesamte Anordnung: Metallplättchen mit Kühleinrichtung, sowie Mikroskop mit Beobachtungs- und Photoeinrichtung, war in einer Tiefkühlkammer untergebracht, aus der nur der Beobachtungsstutzen des Mikroskops herausragte. Sämtliche Schaltungen wurden von außen getätigt, die Scharfeinstellung des Mikroskops mußte jedoch gegebenenfalls von Hand durch ein Handloch nachgestellt werden. Die Versuche verliefen so, daß das polierte Metallplättchen in die Kühlvorrichtung eingesetzt und mit allem Zubehör in die Kühlkammer eingebaut wurde, die dann luftdicht geschlossen wurde. Die Lufttemperatur wurde stufenweise erniedrigt, das Angleichen der Geräte abgewartet und dann das Metallplättchen so lange gekühlt, bis im Mikroskop Kondensation beobachtet und durch Zeitmarke auf die Registrierung festgelegt wurde. Gleichzeitig wurde die Kühlung des Plättchens abgeschaltet. Die Kondensationsprodukte hielten sich etwa 30 sec und wurden in dieser Zeit photographisch festgehalten. Die Auswertung erfolgte nach einer schon früher beschriebenen Methode [*20*] mit einer Lupe. Es wurden somit für jeden Kondensationsvorgang bestimmt: Die Raumtemperatur und die Temperatur des Metallplättchens, die gleichzeitig die Taupunktstemperatur darstellt, die Tropfengröße, die Tropfenzahl bzw. das Auftreten von Kristallen. Außerdem wurden besondere Erscheinungen im Protokoll festgehalten.

b) Ergebnisse.

Zuerst geben wir einen Vergleich mit den schon vorliegenden Ergebnissen von Tammann und Boehme [*21*].

Wie diese schon fanden, ist bei dem Kondensationsvorgang selbst die herrschende Lufttemperatur von untergeordneter Bedeutung, wesent-

lich erscheint nur die Taupunktstemperatur. Die bei der gleichen Taupunktstemperatur von + 12° erhaltenen Werte (Tab. 5) zeigen erhebliche Unterschiede, die zum Teil auf die bei TAMMANN und BOEHME auftretende wesentliche Übersättigung, zum Teil auf Verschiedenheiten der benutzten Metalle zurückzuführen sind. Die Schwankungen der beobachteten Tropfenanzahl lagen bei uns etwas höher, der mittlere Tropfendurchmesser bei etwa 3 μ, nur Kupfer und Silber I haben solche von 4,1 bzw. 6,1 μ. Die Unterscheidung in Silber I, II, III bezieht sich auf seine natürliche Alterung nach dem Polieren, in Aluminium I und II auf Folien verschiedener Fabrikation. Aus dem mittleren Tropfendurchmesser und der mittleren Tropfenanzahl läßt sich mit hinreichender Genauigkeit das Volumen des kondensierten Wassers berechnen, da die Tropfenverteilungskurven sehr eng um das Maximum liegen. Es zeigt sich dabei, daß die Volumina des je Flächeneinheit (0,01 mm²) kondensierten Wassers bei Aluminium II, Nickel, Kupfer, Silber II und gealtertem Silber III etwa 30000, Aluminium, Eisen und Zink 60000 und bei frisch poliertem oder frisch aufgedampftem Silber I 120000 μ^3 betragen. Die Volumina verhalten sich also wie 1 : 2 : 4. Ob diese Erscheinung durch die kristalline Struktur des Metalls bedingt ist oder durch die Oberflächenbeschaffenheit oder etwaigen Beimengungen in der Luft, läßt sich auf Grund unserer bisherigen Versuche nicht eindeutig entscheiden. Die auf anderen Metallen aufgedampften dünnen Schichten der oben untersuchten Metalle von etwa 0,5 μ Dicke, zeigten die gleichen Kondensationserscheinungen wie die der ursprünglich untersuchten massiven (0,5 mm) Plättchen, so daß die Annahme gerechtfertigt erscheint, daß Wärmeleitung und Wärmeübergang nur eine untergeordnete Rolle spielen. Daß die mikrokristallinen Bauelemente der Oberfläche Tropfenanzahl und -größe beeinflussen, ist auf Grund der Untersuchungen an Silber anzunehmen. Hierbei zeigte sich nämlich die außerordentliche Wirkung der sich langsam bildenden Silberoxydschicht. Beim frisch polierten oder eben aufgedampften Silber I bilden sich bei allen Versuchsreihen wenige relativ große Tropfen (130 Tropfen von 6,1 μ ⌀), die das kondensierte Volumen 4 ergaben. Nach 14 Tagen hat sich ein mittlerer Zustand II eingestellt (415 Tropfen von 2,6 μ ⌀), der nach weiteren 14 Tagen in einen endgültigen III übergeht mit 620 Tropfen und einem mittleren Tropfendurchmesser von 2,3 μ. Beim mittleren und endgültigen Zustand ist das Volumen, das kondensiert, gleich eins. Bei Aluminium treten die verschiedenen Tropfenzahlen und Durchmesser und damit die kondensierten Volumina 2 bzw. 1 nicht als Alterungserscheinungen, sondern vermutlich als Folge verschiedenen Herstellungsvorganges auf. Es mußte im Rahmen dieser Arbeit leider darauf verzichtet werden, die Entstehung dieser verschiedenen Ansprache der einzelnen Metalle auf den Kondensationsvorgang zu klären; es genügt zu wissen, daß solche Unterschiede bestehen, die gegebenenfalls bei der Feuchtemessung nach dem Taupunktsprinzip von Bedeutung werden können. Erwähnt sei nur die Arbeit von G. HASS [27], in der der Aufbau aufgedampfter Schichten von Silber, Aluminium und Antimon untersucht wurde. In Schichten,

die dicker als 0,05 μ waren, hatten die Kristalle in der Oberfläche bei Silber eine Größe von etwa 0,5 μ, bei Aluminium eine solche von 0,1 μ. Wir kommen auf diese Zahlen noch zurück.

Tabelle 5. *Tropfenzahl, Tropfendurchmesser und kondensiertes Wasser je 0,01 mm².*

Metall	Tropfenzahl Tammann und Boehme		Tropfenzahl Diem				
	für polierte Metalle	Gußlamellen	polierte Metalle	Tropfendurchmesser in μ min.	mittl.	max.	Kond. Wasser in $(10\mu)^3$
Al I	620 ± 80		325 ± 30	1,7	3,5	7,3	59
Al II			400 ± 40	2,0	2,6	4,4	30
Fe	395 ± 40		565 ± 105	1,5	3,0	5,6	64
Ni	120 ± 30		270 ± 55	1,2	3,1	5,9	34
Zn		240 ± 25	530 ± 70	1,2	3,2	6,3	72
Cu	225 ± 25		115 ± 15	1,7	4,1	7,1	33
Ag I	170 ± 10		130 ± 25	2,4	6,1	12,6	124
Ag II			415 ± 50	1,2	2,6	4,9	31
Ag III			620 ± 80	1,2	2,3	4,7	32

In diesem Zusammenhang interessierte nun, wie schon erwähnt, wesentlich die Frage, wie der Kondensationsvorgang in bezug auf Tropfenanzahl und -größe bei tieferen Temperaturen verläuft. Die Tropfengröße

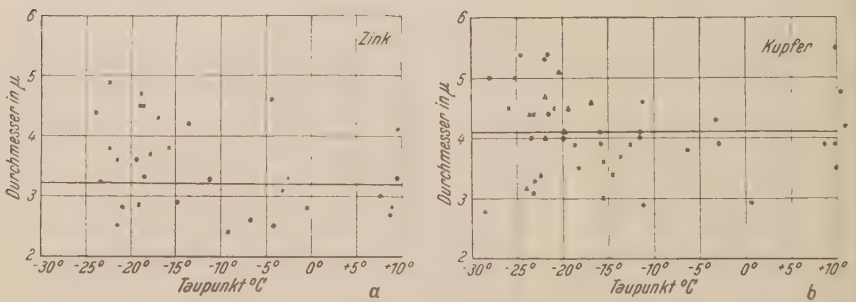

Abb. 17. Tropfendurchmesser in Abhängigkeit von der Taupunktstemperatur: a) bei Zink; b) bei Kupfer.

ändert sich nach unseren Versuchen in dem Taupunktsbereich von + 12° bis — 30° praktisch nicht. In Abb. 17a sind für die Versuchsreihen Kupfer, in Abb. 17b für Zink die mittleren Tropfengrößen über der Temperatur aufgetragen, wobei sich die verschiedenen Zeichen auf verschiedene Versuchsreihen beziehen. Die Schwankungen um den mittleren Wert von 3,2 bzw. 4,1 μ sind gleichmäßig, ein Kleinerwerden der Tropfen mit abnehmender Temperatur ist nicht festzustellen. Diese Beobachtung könnte allerdings durch die Versuchsanlage verursacht sein, die bedingt, daß die Kühlung erst dann abgeschaltet wird, wenn hinreichend sichtbare Tröpfchen entstanden sind. Dagegen spricht, daß

weder die bessere Beobachtungsmöglichkeit bei stärkerer Vergrößerung noch die Verschiedenheit der bei den einzelnen Metallen entstehenden Tropfengrößen irgendeine Veränderung des mittleren Tropfendurchmessers in Abhängigkeit von der Taupunktstemperatur erkennen lassen. Dagegen variiert zum Teil die Tropfenanzahl je 0,01 mm² mit ihr, wie die Abb. 18 zeigt. Die Spiegelflächen, die das Volumen 1 bei der Taupunktstemperatur 12° kondensieren, also Cu, gealtertes Ag III, Ni und Al II und außerdem frisch poliertes bzw. aufgedampftes Ag I mit der Volumenzahl 4 haben bei allen Temperaturen des Taupunkts praktisch gleiche Tropfenzahlen kondensiert. Bei Fe, Zn, Al I mit dem Kondensvolumen 2 und Ag II sinkt die Tropfenzahl mit abnehmendem Taupunkt ab. Diese Metalle scheiden also als Taupunktsspiegel aus, weil bei ihnen mit wechselnder Temperatur eine Verschiebung des Schaltpunktes infolge der verschiedenen Bedekkungsdichte eintritt. Bei Silberspiegeln muß sorgfältig darauf geachtet werden, daß sich die Spiegeloberfläche nicht gerade im Übergangsstadium befindet, was nach einiger Erfahrung leicht zu erreichen ist.

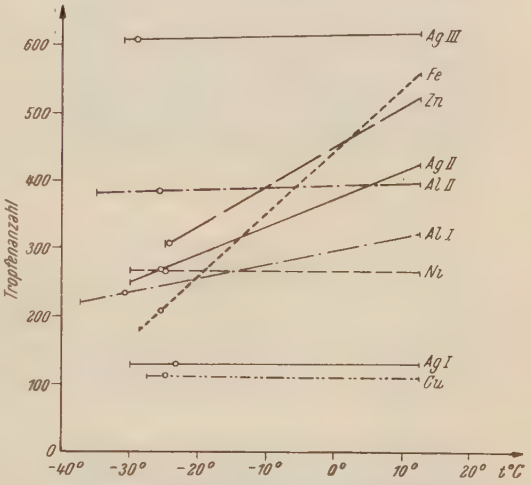

Abb. 18. Tropfenanzahl je 0,01 mm² in Abhängigkeit vom Taupunkt bei verschiedenen Metallen.

Die praktische Erprobung des Geräts hat ergeben, daß die Beschlagsbildung auf dem Spiegel nicht — wie ursprünglich angenommen wurde — bis zum Taupunkt von etwa —50° als Tropfen erfolgt. Es wurden deshalb gleichzeitig mit den Untersuchungen über die Beschlagsbildung Beobachtungen angestellt, bei welchem Taupunkt der Umschlag von Wasser zu Eis eintritt. In Abb. 22 ergeben die eingezeichneten Kreise diese mittlere Temperatur. Bei Al II, Ag I und II, Cu, Fe, Ni und Zn liegt der Umschlagspunkt zwischen —24° und —26° mit Schwankungen von ± 1°. Diese Temperaturen sind für jedes Metall aus mindestens 50 Einzelmessungen gewonnen, können also für die vorliegenden Versuchsbedingungen als gesichert gelten. Durch geringe Beimengungen in der Luft des Versuchsraums verschieben sich allerdings die Ergebnisse grundlegend. Es genügt vom Fußboden aufgewirbelter Staub, der beim Nachstellen des Mikroskops durch das Handloch in den Versuchsraum gelangt, um bei jeder Temperatur des Taupunkts unter 0° Kristalle wachsen zu lassen. Meist reicht in einem solchen Fall eine Unterbrechung der Versuchsreihe für einige Minuten, um die ursprünglichen Verhältnisse wieder herzustellen.

Ganz anders verlaufen die Versuche, wenn auf der Spiegeloberfläche ein ausgesprochener „Gefrierkeim" vorhanden ist. Es erfolgt dann so kurzzeitig aufeinander Tropfen- und Kristallkondensation, daß im allgemeinen nicht festzustellen ist, welcher Vorgang primär einsetzt. Um den sich bildenden Kristall verdampfen infolge des Dampfdruckunterschiedes zwischen Wasser und Eis die Tröpfchen rasch und es entsteht ein „Hof" (Abb. 19). Hier und in Abb. 20 entspricht ein Skalenteil 12,8 μ. Die Streifen auf den beiden Bildern sind Walz- bzw. Polierrillen, an denen keine bevorzugte Beschlagsbildung auftritt. Der Vorgang der Hofbildung ist deutlich von der normalen Kristallbildung am Umschlagspunkt zu unterscheiden, bei der gleichzeitig an vielen Stellen Kristalle entstehen (Abb. 20), ohne daß Tropfen beobachtet werden. Es gehört nach unseren Beobachtungen zum Wesen des „Gefrierkeims", daß er ohne mechanische Einwirkung nicht zu entfernen ist, daß er immer wieder an derselben Stelle auftritt, selbst wenn der Versuch zehn- und zwanzigmal wiederholt wird, daß er aber bei der Kristallbildung am Umschlagspunkt nicht wirksam wird, weil an ihm die Sublimation erst bei höherer relativer Feuchte erfolgt als an den beim Umschlagspunkt wirksam werdenden Kernen.

Abb. 19. Gefrierkeim mit „Hof".

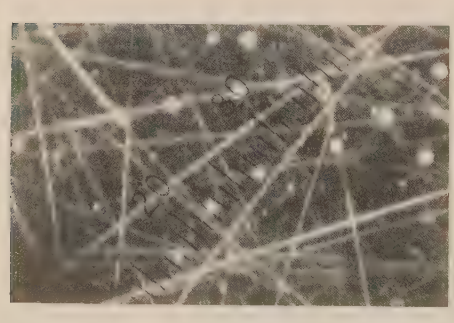

Abb. 20. Kristallbildung am Spiegel.

Eine Erklärung dieser Erscheinungen finden wir, wenn wir auf sie die Überlegungen zur Eiskeimbildung anwenden, wie sie zuerst von M. Volmer [*23*] und L. Krastanow [*24*] veröffentlicht wurden. E. Wall [*22*] hat die Ergebnisse für die Vorgänge in der Atmosphäre gedeutet und anschaulich dargestellt. Er geht davon aus, daß ein gegebener Kern hinsichtlich seiner Kondensationskraft einem Wasserkeim bestimmter Größe, hinsichtlich seiner Fähigkeit, Eisbildung hervorzurufen, einem entsprechenden Eiskeim gleich ist. Daraus läßt sich auf Grund der beobachteten Kernwirksamkeit die Größe der den atmosphärischen Kernen äquivalenten Wasser- bzw. Eiskeime ableiten. Es wird dabei keine Aussage über die tatsächliche Größe des wirksam gewordenen Kerns gemacht. Wall kommt schließlich zu einem sehr anschaulichen Dia-

gramm (Abb. 21) der atmosphärischen Kerne, auf Grund dessen beim Gang von höheren zu tieferen Temperaturen sich physikalisch drei Bereiche unterscheiden lassen:

1. Bei höheren Temperaturen bis zur Eisgrenze: Ausschließlich Kondensation.

2. Zwischen der Eis- und der physikalischen Sublimationsgrenze: Erst Kondensation und dann Gefrieren (sekundäre Eisbildung).

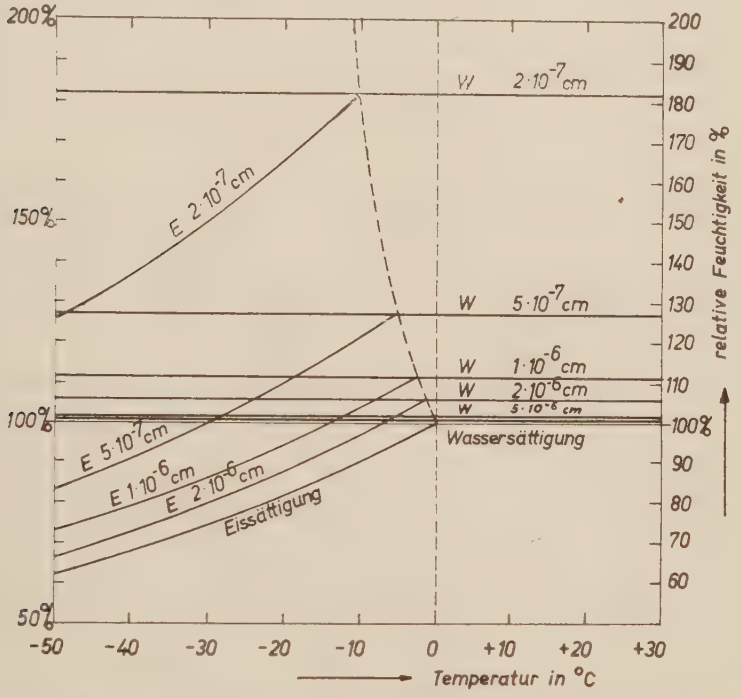

Abb. 21. Zustandsdiagramm der atmosphärischen Kerne nach Wall [22]. Parallel zur Temperaturachse die Kondensationslinien W, nach links abfallend die Eislinien E. Die bei W und E angeschriebenen Zahlen geben die wirksame Größe (Halbmesser) der bei den entsprechenden Feuchtigkeiten ansprechenden Kerne.

3. Unterhalb der „physikalischen Sublimationsgrenze": Ausschließlich primäre Eisbildung (Sublimation).

Dabei wird unter „physikalischer Sublimationsgrenze" die Temperatur verstanden, bei der die Wasserlinie die Eislinie schneidet. Im Gegensatz hierzu bezeichnen wir als „meteorologische Sublimationsgrenze" jene Temperatur, bei der die Eislinie des Kernes die Wassersättigung schneidet. Es ist dies die Temperatur, ab der vorhandene Kerne primär Eis bilden.

Bei unseren Versuchen und Messungen haben wir alle drei theoretisch festgelegten Bereiche der Kondensation beobachtet: Oberhalb 0°

bilden sich auf dem Spiegel nur Tröpfchen: „Ausschließliche Kondensation"; unter 0° treten normal Tröpfchen auf, gleichzeitig bilden sich aber auch Kristalle, die dann auf Kosten der Tröpfchen rasch anwachsen: „Sekundäre Eisbildung"; je nach der Beschaffenheit der Spiegelfläche bilden sich ab — 25° bzw. — 30° ohne sichtbare Wasserphase unmittelbar Kristalle: „Primäre Eisbildung". Bei diesem letzten Vorgang läßt sich bei unserer Versuchsanordnung nicht feststellen, ob unmittelbar Sublimation erfolgt, oder — wie verschiedentlich angenommen wird [*16*] [*23*] — auch hier die Eisbildung über die Wasserphase entsteht. Ebenso läßt sich keine Aussage über die relative Feuchte machen, die zu Beginn der „primären Eisbildung" herrscht. Vermutlich würden hier Messungen der relativen Feuchte Klarheit in die heute noch strittigen Fragen bringen, doch besteht in dem kleinen Raum bei der Spiegelfläche dazu keine Meßmöglichkeit.

Da sich also an den Spiegeln erst ab — 25° bzw. — 30° im Sinne von Wall primär Eis bildet und gleichzeitig die Wassersättigung wohl kaum erreicht wird, läßt sich die Größe des wirksamen Eisradius der vorhandenen Kerne zu etwa 0,8 bzw. $0{,}5 \cdot 10^{-6}$ cm bestimmen. Der wirksame Wasserradius würde bei einer Übersättigung von 1% (relative Feuchte 101%) etwa $0{,}1 \cdot 10^{-4}$ cm betragen. Nach den wenigen vorliegenden Messungen über die Größe der Kristalle in aufgedampften oder auch aufgewalzten Metallschichten liegt diese in der Größenordnung von 0,1 bis $0{,}4 \cdot 10^{-4}$ cm, wenn die Schicht über $0{,}05 \cdot 10^{-4}$ cm dick ist [*27*]; diese Kristalle wirken daher bei Abwesenheit anderer Kerne unmittelbar als solche, wobei ihr Eisradius etwa den zehnten Teil des Wasserradius beträgt. Die bei 0° oder unmittelbar darunter wirksam werdenden Teilchen haben einen Eisradius von etwa 0,1 bis $1{,}0 \cdot 10^{-4}$ cm; diese Größe entspricht gerade der tatsächlichen Größe der größeren atmosphärischen Staubteilchen [*25*]. Wir können deshalb unter Hinweis auf das Verhalten der einzelnen Gefrierkeime auf dem Spiegel und beim Flug annehmen, daß der atmosphärische Staub unmittelbar als Gefrierkeim wirkt.

Daraus wird erklärbar, daß in atmosphärischen Dunstschichten mit ihrer Anhäufung von Staubteilchen geeigneter Größe bei Taupunkten unter 0° statt der zu erwartenden Tropfen Kristalle entstehen. Es sei aber hier ausdrücklich festgestellt, daß diese Tatsache nur für die von uns benutzte Versuchsanordnung des Spiegels und seine Abkühlungsverhältnisse gilt, daß bei anderen Kühlgeschwindigkeiten andere Ergebnisse zu erwarten sind, wie sie schon von H. Weickmann [*16*] gefunden wurden.

Die Kristallbildung in den atmosphärischen Dunstschichten ruft auf unserem Spiegel nur eine geringe Lichtschwächung hervor, die nicht genügt, um den Schaltvorgang des Relais auszulösen und die Spiegelheizung einzuschalten. Es ließe sich dies an und für sich technisch zwar erreichen, aber die Messung des Taupunkts wird dann zweideutig, weil nicht ohne weiteres entschieden werden kann, ob der Taupunkt über Wasser oder Eis bestimmt wurde.

Es wird die weitere Aufgabe sein, einerseits Metallflächen zu finden, deren Kristallstruktur so ist, daß bei Abwesenheit der „Gefrierkeime" Tropfenbildung bis zu sehr tiefen Temperaturen erfolgt, anderseits Mittel zu finden, die es gestatten, ohne Änderung der atmosphärischen Feuchte die „Gefrierkeime" auszufiltern.

Literaturverzeichnis.

1. Bongards, H.: Feuchtigkeitsmessung. Berlin 1926.
2. Kleinschmidt, E.: Handbuch der meteorologischen Instrumente und ihrer Auswertung. Berlin: J. Springer, 1935.
3. Findeisen, W.: Neue Wege der meteorologischen Feuchtigkeitsmessung, RfW. Wiss. Abh., **2**, 11 (1937).
4. Loeser, G.: Einige Untersuchungen über Luftfeuchtigkeitsmessungen mit Hilfe von Transparentfolien. Z. f. Instrumentenkunde, **57**, 389—405 (1937).
5. Kettenacker, L.: Über thermoelektrische Feuchtigkeitsmessung. Z. f. Instrumentenkunde, **32**, 319—324 (1932).
6. Koch, W.: Messungen der Luftfeuchtigkeit mit Thermoelementen ohne künstliche Belüftung. Gesundheitsing. **59**, 504—505 (1936).
7. Rossi, V.: Über die mikroklimatischen Temperatur- und Feuchtebeobachtungen mit Thermoelementpsychrometern. Soc. Scient. Fennica: Comm. Phys. Math., **6**, 25 (1933).
8. Wald, H.: Elektrische Psychrometer ohne künstliche Belüftung. Z. ges. Kälte-Ind., **39** (1932).
9. Robitzsch, M.: Meßgeräte auf thermodynamischer Grundlage. In Kleinschmidt, Handbuch der meteorologischen Instrumente, S. 200—228, mit vielen Literaturhinweisen.
10. Czepek, R.: Feuchtigkeitsbestimmung der Luft und anderer Gase nach dem Taupunktsverfahren. ATM, **1940**, V 1283—6.
11. Thornthwaite, C. W. and I. C. Owen: A dew-point recorder for measuring atmospheric moisture. Mon. Weath. Rev., **18**, 315—318 (1940).
12. Holtzmann, M.: Eine Dunkelfeldmethode für Untersuchungen der Kondensationsbedingungen des Wasserdampfes auf einer abgekühlten Fläche. Phys. Z., **27**, 114—115 (1926).
13. Eckert, E.: Temperaturmessungen in schnell strömenden Gasen. VDI **84**, 813—817 (1940).
14. Eckert, E. und W. Weise: Die Temperatur ungeheizter Körper in einem Gasstrom hoher Geschwindigkeit. Forsch. Ing. Wes., **12**, 40—50 (1941).
15. — Messungen der Temperaturverteilung auf der Oberfläche schnell angeströmter unbeheizter Körper. Forsch. Ing. Wes., **13**, 246—254 (1942).
16. Weickmann, H.: Formen und Bildung atmosphärischer Eiskristalle. Beitr. Phys. fr. Atm., **28**, 12—52 (1945).
16a. — Die Eisphase in der Atmosphäre. Ber. Deutsch. Wetterdienst US-Zone, **1949**, 6.
17. Robitzsch, M.: Ausführliche Tafeln zur Berechnung der Luftfeuchtigkeit. Leipzig 1941.
18. Frankenberger, E.: Über die Genauigkeit aerologischer Temperaturmessungen. Beitr. Physik f. Atm., **22**, 99—116 (1935).
19. Raethjen, P.: Einführung in die Physik der Atmosphäre. Bd. I und II, Leipzig 1942.

20. Diem, M.: Messungen der Größe von Wolkenelementen. Ann. Hydr. mar. Met., **70**, 142—150 (1942); Met. Rundschau **1**, 261—273 (1948).
21. Tammann, G. und W. Boehme: Die Zahl der Wassertröpfchen bei der Kondensation auf verschiedenen festen Stoffen. Ann. d. Phys., 5. Folge, **22**, 77—80 (1935).
22. Wall, E.: Einfaches Schema der atmosphärischen Eiskeimbildung. Meteorol. Z., **59**, 177—183 (1942).
23. Volmer, M.: Kinetik der Phasenbildung, Dresden und Leipzig 1939.
24. Krastanow, L.: Über die Bildung der unterkühlten Wassertropfen und der Eiskristalle in der freien Atmosphäre. Meteorol. Z., **57**, 357—371 (1940).
25. Dreisbach, K.: Unveröffentlichte Untersuchung.
26. Hartmann und Braun: Frankfurt a. Main, Lichtpunktlinienschreiber RLT 4.
27. Hass, G.: Untersuchungen über den Aufbau aufgedampfter Metallschichten mittels Übermikroskop und Elektroneninterferenzen. Kolloid-Z. **100**, 230—242 (1942).
28. Pfeifer, H.: Darmstädter Dissertation. Unveröffentlicht.
29. Kampe, H. J. aufm: Unveröffentlichte Untersuchungen.
30. — Registrierung scharfer Dunstuntergrenzen mit einem neuen Feuchte-Meßgerät. Meteorol. Z., **61**, 135—136 (1944).
31. Kranert, V. und H. Raether: Über die Strukturänderung von Metallen durch Kaltbearbeitung. Ann. Phys., 5. Folge, **43**, 520—537 (1943).

551.510.52 : 551.524.7 : 551.547.3 (82)

Bemerkung zu der Arbeit von H. Hoinkes, „Die interdiurnen Änderungen von Druck und Temperatur...", diese Zeitschrift, Serie A, Band II, S. 239 ff.

Von

Werner Schwerdtfeger, Buenos Aires,
Servicio Meteorológico Nacional.

Die außerordentlich interessante und inhaltsreiche Abhandlung H. Hoinkes' wird sicherlich für spätere Arbeiten über den Mechanismus der Druckänderungen große Bedeutung erlangen. Deshalb sei eine kleine Zusatz-Bemerkung gestattet.

In einer Untersuchung des thermischen Tiefs (th. T.) im Nordwesten Argentiniens, zur Zeit im Druck in den „Anales de la Sociedad Cientìfica Argentina", erwies es sich als zweckmäßig, die Beziehung zwischen der interdiurnen Änderung der Temperatur und des Luftdrucks (Bodenwerte) als charakteristische Größe des Mechanismus der quasi-periodischen Entwicklung des th. T. genauer zu analysieren. Die besonderen klimatischen Verhältnisse der westlichen Provinzen Argentiniens — starke Kontinentalität auf Grund der abschirmenden Wirkung der hohen Gebirgsmauer im Westen — lassen die typischen Merkmale der „niedrigen" Druckänderungen wesentlich schärfer hervortreten, als dies in irgend einem Teile des von Hoinkes bearbeiteten europäischen Raumes der Fall sein mag. Trotzdem, oder vielleicht gerade deswegen, dürften die beiden nachstehenden Feststellungen allgemeineres Interesse für das vorliegende Problem beanspruchen:

1. Für die Station *La Rioja* (29° 25′ S, 66° 52′ W, 516 m; nahe dem Zentrum des th. T. gelegen), wurde der Korrelations-Koeffizient (K. K.) zwischen den interdiurnen Änderungen der Tagesmittel der Temperatur und des Luftdrucks für die einzelnen Monate der 5 Jahre 1944 bis 1948 berechnet. Es ergaben sich folgende Werte:

Monat	Januar	Februar	März	April	Mai	Juni
K. K.	— 0,69	— 0,71	— 0,71	— 0,52	— 0,31	— 0,17
n	155	142	155	150	155	150

Monat	Juli	August	September	Oktober	November	Dezember
K. K.	— 0,36	— 0,31	— 0,58	— 0,66	— 0,68	— 0,71
n	155	155	150	155	150	155

Diese Werte besagen, daß nur für das Sommerhalbjahr eine beachtlich hohe negative Korrelation besteht, d. h. daß mit einer oft geradezu erstaunlichen Präzision Erwärmung mit Druckfall, Abkühlung mit Druckanstieg verbunden ist (für das Sommerhalbjahr 1947/48 ergibt sich im Zentrum des th. T. ein Wert von über — 0,8, für einzelne Monate sogar — 0,9), wohingegen der Zusammenhang im Winter nur schwach ist. Zweifellos ist dieser jahreszeitliche Gang für die Korrelation der Bodenwerte stärker, als bei Bezugnahme auf die Mitteltemperaturen einer Schicht gewisser vertikaler Mächtigkeit; aber auch bei solchen kann er nicht zu vernachlässigen sein. Es ist also zu schließen: *Eine Aufteilung des von* Hoinkes *bearbeiteten Materials auf Jahreszeiten oder wenigstens auf Sommer und Winter müßte die wirklichen Beziehungen wesentlich deutlicher zum Ausdruck bringen als der K. K. für die ganzen Reihen eines vollen Jahres.*

2. Des weiteren wurde in der genannten Arbeit — in Ermanglung aerologischen Materials — der entsprechende K. K. für vier in verschiedenen Höhen gelegene Stationen (sämtlich etwa auf $32^1/_2°$ S zwischen 69 und 70° W) für die vier Jahreszeiten der Jahre 1947 und 1948 berechnet.

Station	Höhe	Dez.—Feb.	März—Mai	Juni—Aug.	Sept.—Nov.
Cristo Redentor ...	3830 m	0,65	0,67	0,42	0,64
Puente del Inca ...	2720 „	0,05	— 0,01	— 0,17	— 0,12
Villavicencio	1780 „	— 0,59	— 0,52	— 0,60	— 0,68
Mendoza	830 „	— 0,77	— 0,52	— 0,43	— 0,68
n		180	184	184	182

Diese Werte führen zu folgendem Schluß: Das Ausgleichsniveau ($r = 0$) findet sich in diesem Raum in etwa 3000 m NN oder, besser gesagt, in etwa 2000 m über mittlerem Talgrund. In der Schicht zwischen 700 und 500 mb dominieren zweifellos ganz andere Prozesse als in der „Grundschicht". Die 500 mb-Fläche dürfte somit viel zu hoch liegen, um die „niedrigen" Erscheinungen klar herauszuschälen. Nach der von Hoinkes (p. 251) zitierten Untersuchung v. Fickers sollte dies auch für Europa zutreffen. *Eine Betrachtung der 700 mb-Fläche für ΔH und der Höhe der 700 über der 1000 mb-Fläche für Δh wäre also bei der Bearbeitung des Materials im Sinne von* Hoinkes *unbedingt vorzuziehen.*

Buchbesprechungen.

Lehrbuch der Meteorologie. Von Hann-Süring. Fünfte, vollständig neu bearbeitete Auflage. 9. Lieferung: 96 S. 1948. DM 6.60. 10. Lieferung: 112 S. 1949. DM 6.60. Leipzig: S. Hirzel.

Das große und in aller Welt bekannte Standardwerk der Meteorologie, zu dem sich das Lehrbuch von Hann in vier Auflagen entwickelt hatte, sollte unter der Redaktion von R. Süring und unter Mitarbeit zahlreicher in einzelnen Teilgebieten der Meteorologie bewährter Fachkollegen in den Jahren 1937 bis 1939 in vollständig neuer Bearbeitung in fünfter Auflage erscheinen. Durch Verzögerungen einzelner Lieferungen konnte dieses Unternehmen vor dem letzten Weltkrieg nicht mehr abgeschlossen werden. Die kriegsbedingten Schwierigkeiten verursachten eine weitere Verzögerung, so daß bei Kriegsende von den vorgesehenen zehn Lieferungen erst acht vorlagen. Wir müssen der Tatkraft des Herausgebers und dem Verlag besonders dankbar sein daß es trotz der ungeheuren Schwierigkeiten der Nachkriegszeit nun doch gelungen ist, dieses große Werk weiterzuführen und wieder zwei Lieferungen herauszugeben. Eine letzte Lieferung soll noch im laufenden Jahr den Abschluß bringen.

Beim Vergleich mit der vierten Auflage kommt einem erst richtig zum Bewußtsein, welch gewaltige Fortschritte die wissenschaftliche Meteorologie in dem letzten Vierteljahrhundert gemacht hat. Dies betrifft vor allem auch die theoretischen Erkenntnisse auf dem Gebiete der Wetterkunde und ihre praktische Ausnützung in der Wetteranalyse und Wetterprognose. Deshalb ist auch der Abschnitt über das Wetter, der von R. Mügge vollständig neu bearbeitet wurde, am meisten angewachsen. Ihm war bereits die gesamte achte Lieferung gewidmet, in der der atmosphärische Grundzustand, die stationären Druckgebilde und die Steuerung der hochreichenden Druckgebilde behandelt wurden. Die vorliegende neunte Lieferung führt den Abschnitt über zyklonale Störungen weiter und bringt eine Darstellung der Polarfronttheorie und der Luftmassenlehre, wobei besonders die Idealzyklone mit ihren Fronten, die aktiven und passiven Gleitvorgänge und ihre Bedeutung für die Hauptwettertypen, die Erscheinungsformen an der Warmfront und an der Kaltfront, die Entwicklung der Zyklonen und Okklusionen und die Ausbildung von Frontalzonen in großzügigen Strömungsfeldern behandelt werden. Besonderes Gewicht wird auf die Beteiligung der oberen Troposphäre und der Stratosphäre an den zyklonalen Störungen gelegt. Die Bedeutung der hohen Atmosphärenschichten wird auch in dem Einfluß der Druckänderungen auf das Wettergeschehen, an deren Steuerung hauptsächlich diese hohen Luftschichten Anteil haben, in den Vordergrund gestellt. In der Bearbeitung der wetterwirksamen Mechanismen wird besonders die Bedeutung der Abweichungen vom Gradientwind behandelt. Anschließend

wird, ausgehend von der Besprechung von Höhenwetterkarten, die Divergenztheorie und die zyklogenetische Bedeutung des Dreimasseneckes, sowie das Zusammenwirken horizontaler und vertikaler Labilität in den Frontalströmungen dargestellt. In einem, das Kapitel „Wetter" abschließenden kurzen Abschnitt behandelt SCHERHAG als neuere Ergebnisse der Bearbeitung von Höhenwetterkarten das Problem der Kaltlufttropfen und ihrer Verlagerung und die Erscheinungen der atmosphärischen Kompensation und ihre Bedeutung für das Zeichnen der Höhenwetterkarte und für die Wetterprognose.

Der Abschnitt über tropische Wirbelstürme, der sozusagen einen Spezialfall von Wettererscheinungen behandelt, wurde von R. SÜRING ergänzt. Darnach ist als Hauptursache für die Entstehung der tropischen Zyklonen die Entwicklung eines Dreimasseneckes anzusehen.

Ein neuer Abschnitt behandelt die Erscheinungen des Großwetters, worunter nach F. BAUR, der als derzeit bester Kenner dieses Fachgebietes diesen Abschnitt bearbeitet hat, das gesamte Wettergeschehen über größeren Gebieten und in größeren Zeiträumen verstanden wird. Im besonderen wird als für die Witterung eines bestimmten Gebietes maßgebende Großwetterlage die Luftdruckverteilung über einem Gebiet von mindestens kontinentalem Ausmaß, während eines Zeitraumes, in dem die Luftdruckverteilung an den einzelnen Tagen einen im Wesentlichen gleichbleibenden Typus bei gleichbleibender Lage der großen steuernden Hoch- und Tiefdruckgebiete während des ganzen Zeitraumes zeigt, definiert. Für diese Großwetterlagen hat BAUR eine für Europa und für den Nordatlantik geltende Typisierung entwickelt. Eine Vorbedingung für die Erforschung des Großwetters bildet die Kenntnis der Erhaltungsneigung des Wetters von Tag zu Tag, von Monat zu Monat, von Jahreszeit zu Jahreszeit oder von Jahr zu Jahr. Die Erfassung dieser Erhaltungstendenz muß sich statistischer Methoden bedienen und muß auch durch statistische Sicherung der gewonnenen Maßzahlen eine Beurteilung der Realität der untersuchten Beziehungen gewährleisten. Es ist besonders wertvoll, daß in diesem Abschnitt wie auch bei den Untersuchungen der Beziehungen im Weltwetter und der Einflüsse irdischer und außerirdischer Faktoren auf das Weltwetter auch die entsprechenden statistischen Methoden und die Kriterien zur Beurteilung der Überzufälligkeit gefundener Beziehungen ausführlich dargestellt werden. Sehr interessant ist ein Versuch mit einer empirischen Modellmenge für verkettete Ereignisse, der zeigt, daß bei statistischen Untersuchungen über die Realität von Perioden und Korrelationen die Erhaltungsneigung nicht außer Acht gelassen werden darf. Für die Großwetterforschung ist auch die Feststellung mehrjähriger Luftdruckwellen von Bedeutung, deren theoretische Erklärungsversuche kritisch besprochen werden. Die Erfolgsaussichten der empirischen Erforschung mehrtägiger Luftdruckwellen werden als sehr gering bezeichnet. Besonders für Zwecke einer mittelfristigen Prognose verdienen die angeführten Methoden der Analyse zeitweilig fast-persistenter Wellen und die dabei erzielten praktischen Ergebnisse Interesse. Nach kritischer Prüfung mehrjähriger Perioden hält BAUR nur eine 3- bis $3^1/_2$jährige Druck-, Temperatur- und Niederschlagsperiode, eine 2.2jährige Periode besonders im nordatlantisch-europäischen Raum, eine nichtpersistente 7jährige Periode, eine zeitweilig auftretende 5.5jährige und eine schwach ausgeprägte 11jährige Periode für reell. Ebenfalls nach einer kritischen Prüfung der Realität der Singularitäten werden ein Schema des durchschnittlichen Jahresablaufes der Witterung in Mitteleuropa und die überzufälligen Häufungs- oder Mangelstellen des Vorkommens

bestimmter Großwetterlagen in Europa angegeben. In größerer Ausführlichkeit werden ferner die statistisch gesicherten gleichzeitigen und Folgebeziehungen zwischen dem Witterungsgepräge verschiedener Teile der Erdoberfläche zusammengestellt und der heutige Stand der Kenntnis von Beziehungen des Großwetters zu kosmischen Vorgängen mit besonderer Betonung der Methodik der Prüfung der Realität solcher Beziehungen entwickelt sowie Erklärungsmöglichkeiten für die gefundenen oder vermuteten Zusammenhänge angedeutet. Diese Beiträge sind sehr wertvoll, weil damit einmal die wirklich nachgewiesenen von den zahlreichen vermuteten oder ohne stichhaltigen Beweis behaupteten Einflüsse kosmischer Faktoren auf das Wettergeschehen klar getrennt werden.

Seiner Anlage und auch der Darstellung nach stellt das Lehrbuch der Meteorologie von Hann-Süring auch in seiner neuesten Bearbeitung nicht nur das umfassendste und ausführlichste Werk für Studierende sondern darüber hinaus auch für meteorologische Forscher sozusagen ein Handbuch fast des gesamten Wissensgebietes der Meteorologie dar, was auch den früheren Auflagen immer als besonders wertvoll angerechnet worden ist. Die Vielzahl der Mitarbeiter bedingt es, daß in einzelnen Abschnitten zum Teil mehr als in den früheren Auflagen spezielle Interessensgebiete in den Vordergrund gerückt werden, was aber trotz der dadurch verursachten Störung der Einheitlichkeit in einzelnen Abschnitten den Wert des gesamten Werkes nicht beeinträchtigt. F. Steinhauser, Wien.

Kurzer Abriß der Meteorologie. Von P. Raethjen. Teil I: Konstitution der Atmosphäre. Mit 35 Textabb., 100 S. Wolfenbüttel: Wolfenbütteler Verlagsanstalt. 1947. — Teil II: Wärmehaushalt der Atmosphäre. (Geophysikalische Einzelschriften: Heft 1.) Mit 9 Textabb., 52 S. Hamburg: Geophysikalisches Institut der Universität. 1950. DM 3.15.

Der Verfasser bezweckt mit seiner auf drei Teile projektierten Buchreihe, einen kurzen Gesamtüberblick über das Gebiet der Meteorologie zu geben, der dem in der Nachkriegszeit bestandenen Mangel an Lehrbüchern für Studierende abhelfen soll. Die durch die Not der Nachkriegszeit bedingte knappe Fassung erfordert einen Verzicht auf ausführliche Beweise und auf Rechenbeispiele, wie sie in den während des Krieges erschienenen ersten beiden Bänden seiner auf vier Teile vorgesehenen Einführung in die Physik der Atmosphäre zu finden sind. Ein meisterhaftes didaktisches Geschick befähigt den Verfasser, seine Aufgabe auf engstem Raum mit erstaunlichem Inhaltsreichtum und klar verständlicher Darstellungsweise voll zu erfüllen.

Das erste Heft befaßt sich mit den grundlegenden Gesetzmäßigkeiten hydromechanischer und thermodynamischer Art. In den einzelnen Abschnitten werden der vertikale Aufbau, die Zustandsänderungen und Vertikalbewegungen, die Gleichgewichtsdynamik ohne Berücksichtigung der Reibung, die Reibungs- und Austauscheinflüsse, Gleichgewichtsstörung und Zirkulationsentstehung, Stabilität und Labilität und die Frontalzyklogenese in origineller Darstellungsweise behandelt. Dabei bringt der Verfasser, besonders in den letzten Abschnitten auch die neueren Entwicklungen wie z. B. die Form und Auswirkung von Vertikalumlagerungen statisch-labiler Luftmassen und die Erscheinungen und Bedingungen geostrophischer Stabilität bzw. Labilität und ihre Bedeutung für die Gleitflächen und entwickelt abschließend eine neue Theorie der Zyklogenese. Diese geht aus von einem für eine Frontal-

zone charakteristischen Viererdruckfeld mit kreuzweiser Anordnung von zwei Hoch- und zwei Tiefdruckzellen, legt die Margulessche Vorstellung von der Entstehung der Energie der Stürme aus der potentiellen Energie der nebeneinander lagernden Kalt- und Warmluftmassen zugrunde und unterscheidet drei Phasen der Zyklonenentwicklung von der Entstehung einer Frontalzonenwelle über die Bildung eines tiefen Druckminimums im Delta der Frontalzone zu einem Einbruch der Kaltluft auf der Rückseite der Deltazyklone und der Warmluft an ihrer Vorderseite. Dabei setzt sich der gesamte Druckeffekt aus einem durch die Wirkung der Corioliskraft geforderten dynamischen und aus einem statischen Druckeffekt zusammen. Beim Überwiegen des letzteren okkludiert die Zyklone, während sie beim Überwiegen des ersteren nicht so schnell altert (vgl. auch diese Zs. Serie A Bd. I, S. 295ff.).

Das zweite Heft ist dem Wärmehaushalt der Atmosphäre gewidmet. Im ersten Abschnitt werden die Einstrahlung von der Sonne und ihre Verluste und Umwandlungen in der Atmosphäre behandelt und unter vereinfachenden Annahmen in origineller und großzügiger Art die planetarischen Haushaltsgrößen berechnet. Dabei wird als äußere Randfläche der Atmosphäre das 30 km-Niveau und als innere Randfläche das 500 m-Niveau gewählt, wodurch die bodennahe Staub- und Dunstschicht nicht mehr zur Atmosphäre, sondern zum Erdboden gerechnet wird. Als Ausgangsbeobachtungsmaterial wird die zonale Verteilung der gemessenen direkten Sonnenstrahlung und eine durch Berücksichtigung des Anteils hoher Bewölkung modifizierte Bewölkungsverteilung zugrunde gelegt. Die Himmelsstrahlung bei unbedecktem Himmel wird um 1% größer als die Hälfte der zerstreuten Strahlung angenommen. Die den Wolkenhaushalt bestimmenden Größen der mittleren Albedo der Wolkenbedeckung des absorbierten und des durchgelassenen Strahlungsanteils beruhen hauptsächlich auf Schätzungen, wobei Unterschiede der Albedo hoher und tieferer Wolken und Durchlässigkeitsunterschiede zwischen regnenden und nicht regnenden Wolken berücksichtigt wurden. Zur Berücksichtigung der diffusen Reflexion der bodennahen Dunstschicht wird die mittlere Albedo des Erdbodens um 2% höher angenommen. Die planetarische Haushaltsrechnung ergibt dann, daß im Mittel der ganzen Erde die Atmosphäre etwa 20% der extraterrestrischen Sonnenstrahlung absorbiert, daß die Erdoberfläche 40% absorbiert und daß der Rest von 40% in den Weltraum reflektiert wird.

Mit den wesentlichen Strahlungseffekten gerecht werdenden Vereinfachungen werden auch die Ausstrahlung des Bodens, der Wolken und der Luftschichten und die vertikalen Strahlungsströme behandelt, wobei sich die Vereinfachungen vor allem auf die Einführung von Absorptionsstufenspektren beziehen. Zur Berechnung der Strahlungsströme wird ein Strahlungsrechenblatt für Wasserdampf- und Kohlensäureabsorption entwickelt, womit die Ausstrahlung des Bodens bei wolkenlosem Himmel und die Modifizierung der Strahlungsströme durch Dunst- und Wolkenschichten in einfacher Weise berechnet werden können, was an mehreren Beispielen und an der Entstehung von Temperaturinversionen an Wolken- und Dunstgrenzen expliziert wird.

Die Berechnung der planetarischen Strahlungsbilanz für die ganze Erde einschließlich der Atmosphäre ergibt einen Überschuß an Emission, der durch eine ihrem Ursprung nach nicht geklärte Korrektur von 2,5% der Sonneneinstrahlung ausgeglichen werden muß. Das Ergebnis der zonalen Berechnung der Strahlungsbilanz zeigt, daß auf der Sommerhalbkugel pol-

wärts von 55° und auf der Winterhalbkugel polwärts von 20° Breite die Erde mehr Wärme ausstrahlt, als sie einnimmt; in der Zwischenzone ist es umgekehrt. Die Berechnung der zonalen Strahlungsbilanz ergibt in den Jahreswerten S_j in den Tropen und Subtropen Überschüsse, die advektiv an die polwärts gelegenen Defizitgebiete befördert werden müssen. Die Unterschiede der Jahresbilanz S_j gegen die Halbjahresbilanzwerte S werden zur Hälfte an Ort und Stelle als Wärmespeicherung $S_p = {}^1/_2 (S - S_j)$ zur Temperaturerhöhung, Eisabschmelzung und Wasserdampfvermehrung im Sommer und umgekehrt im Winter gerechnet und zur Hälfte einer advektiven Abströmung bzw. Zuströmung zugeteilt, so daß der die Advektion speisende Teil der Strahlungsbilanz S_a durch $S_a = S_j + {}^1/_2 (S - S_j)$ gegeben ist. Aus S_a wird für die beiden Halbjahre der advektive Wärmestrom über die Breitengrenzen polwärts berechnet ($^6/_7$ durch atmosphärische Advektion, $^1/_7$ durch Meeresströmungen).

Unter der vereinfachenden Annahme, daß der Wärmebetrag B, der in tiefere Bodenschichten oder in das Meerwasser abgeführt wird, sich aus der Wärmespeicherung S_p, aus dem der Meeresströmung zukommenden Teil der Advektion $^1/_7 S_a$ und aus einem aus dem Unterschied der Aequivalenttemperatur zwischen Herbst und Frühling zu bestimmenden kleinen Betrag einer Wärmespeicherung S_{pL} in der Luft zu $B = S_p - S_{pL} + {}^1/_7 S_a$ berechnen läßt, wird aus der Strahlungsbilanz der Bodenoberfläche und unter Berücksichtigung der Verdunstungswärme der kleine Anteil der direkten Wärmeabgabe des Bodens an die bodennahen Luftschichten berechnet. Aus der Wasserdampfbilanz zwischen Verdunstung und Niederschlagsmengen wird der latente Teil des Advektionsstromes durch Wasserdampftransport abgeleitet und daraus als Differenz gegenüber dem gesamten Wärmeadvektionsstrom der Anteil der in der Temperatur der Advektionsströme zum Ausdruck kommenden freien Wärme als Temperaturadvektion bestimmt. Ihr Betrag ist auf der Sommerhalbkugel gering und ihre Richtung ist am Äquator zur Richtung der Wasserdampfadvektion entgegengesetzt. Abschließend wird noch das Ergebnis von Strahlungsbilanzberechnungen der Stratosphäre und der Troposphäre wiedergegeben, wonach die Stratosphäre im Mittel wahrscheinlich Strahlungsgleichgewicht hat, im Einzelfall aber je nach Jahreszeit und Großwetterlage davon abweicht, während die Troposphäre mit Ausnahme der bodennahen Schicht durch Strahlung abgekühlt wird, und zwar am stärksten im Niveau der obersten Wolken- und Dunstoberflächen.

Das Buch gibt nicht nur in seinem didaktisch gegliederten Aufbau und unter anderem auch durch veranschaulichende Gedankenexperimente eine ausgezeichnete Einführung für Studierende, sondern bietet durch seine Originalität der vereinfachenden Darstellung auch für den meteorologischen Forscher eine anregende Lektüre. Es wäre zu wünschen, daß auch der den Strahlungshaushalt der Atmosphäre ausführlicher behandelnde Teil der Einführung in die Physik der Atmosphäre bald erscheinen kann, damit die in der vorliegenden knappen Darstellung entbehrten Ableitungen und Begründungen näher eingesehen werden könnten, wozu man bei dem Versuch einer Stellungnahme zu den kurz gefaßten Ergebnissen manchmal ein Bedürfnis empfindet. Wie die im Vorstehenden gemachten Angaben aus dem Inhalt zeigen, wird in dem zweiten Heft, über den Rahmen eines behelfsmäßigen Lehrbuchs weit hinausgehend, in vielen Beziehungen eine neue Konzeption des planetaren Wärmehaushaltes geboten, weshalb es besondere Beachtung verdient.

F. Steinhauser, Wien.

Die Vorträge anläßlich der 1. Tagung der Meteorologischen Gesellschaft Bad Kissingen vom 1. bis 3. Oktober 1949. (Berichte des Deutschen Wetterdienstes der US-Zone: Nr. 12.) Mit Textabb., 271 S. Bad Kissingen: 1950.

Im vergangenen Jahr war es der Meteorologischen Gesellschaft Bad Kissingen, wo der Sitz des Zentralamtes des deutschen Wetterdienstes der US-Zone ist, unter der tatkräftigen Leitung von Prof. Dr. L. Weickmann zum erstenmal nach dem Kriege gelungen, nach zwölfjähriger Pause wieder eine wissenschaftliche Tagung im großen Stil abzuhalten, wie er von den früheren Tagungen der alten Deutschen Meteorologischen Gesellschaft bekannt ist. In einem stattlichen Band von 270 Seiten Großformat werden nun die reichhaltigen wissenschaftlichen Ergebnisse dieser Tagung in der Wiedergabe von 60 Vorträgen aus allen Gebieten der Meteorologie mit zugehörigen Diskussionsbemerkungen vorgelegt. Es ist nicht möglich, in diesem Rahmen auf die einzelnen Arbeiten einzugehen, und dieses Referat soll vor allem auf diese wertvolle Publikation aufmerksam machen, in der neue Forschungsergebnisse aus den Gebieten der allgemeinen und theoretischen Meteorologie, der Klimatologie und der Bioklimatologie zu finden sind. Im einzelnen werden Probleme der allgemeinen Zirkulation und ihrer Schwankungen, der Struktur und des Aufbaues der Atmosphäre oder atmosphärischer Gebilde und ihrer Verlagerungen, Besonderheiten von Luftströmungen Erscheinungen der höheren Luftschichten und der Ionosphäre, Probleme der Strahlungsforschung, der atmosphärischen Optik und der Luftelektrizität, Ergebnisse der Periodenforschung und anderer statistischer Untersuchungen, der Mechanismus der Niederschlagsbildung und Niederschlagsanalysen, mikro- und kleinklimatische Untersuchungsergebnisse, Probleme, die den Wärmehaushalt einzelner Gebiete und Temperaturanomalien betreffen, Klimaänderungen, verschiedene Probleme der Bioklimatologie und Instrumente für bioklimatische Untersuchungen und anderes behandelt. Dem Goethejahr entsprechend war der Festvortrag von Schneider-Carius dem Thema „Goethe und die Meteorologie" gewidmet. Interesse wird ferner ein Führer durch eine ausgezeichnet aufgebaute instruktive Ausstellung „Klima und Mensch" finden, der Anregung und Anleitung zur Einrichtung ähnlicher Ausstellungen bietet, die besonders geeignet sind, die praktische Bedeutung meteorologischer, klimatologischer und bioklimatologischer Forschung der Allgemeinheit näher zu bringen und für die Verwertung ihrer Ergebnisse zu werben. Historisches Interesse verdienen auch eine Zusammenstellung von Wiegendrucken meteorologischen Inhaltes aus der deutschen Wetterdienstbibliothek und ein Führer durch eine bei der Tagung gezeigte Ausstellung über die Entwicklung des meteorologischen Lehrbuches seit 1500. F. Steinhauser, Wien.

Oscillations of the Earth's Atmosphere. Von M. V. Wilkes. Mit 23 Textabb., 76 S. Cambridge: University Press. 1949. 12s. 6d.

Nach einer interessanten historischen Übersicht über die Entwicklung der Ansichten von den Gezeitenschwingungen der Atmosphäre und über die Ergebnisse der Verarbeitungen des Beobachtungsmaterials werden in instruktiver und klarer Zusammenfassung die wesentlichen Ergebnisse der Beobachtungen bzw. Berechnungen der solaren und lunaren Barometerschwankungen und der Mondgezeiten der Ionosphäre, durch Tabellen und Abbildungen veranschaulicht, dargestellt und kritisch besprochen. Dabei

wird die von SIMPSON angegebene Formel zur Darstellung der Breitenabhängigkeit der Überlagerung der wandernden und der stehenden Halbtagswelle des Luftdruckes in Bezug auf den Anteil der stehenden Welle zur besseren Anpassung an die Beobachtungsergebnisse modifiziert. Aus der Analyse der Gezeitenschwingungen der Höhe der E-Schicht der Ionosphäre folgt, daß in diesem Höhenbereich das Verhältnis der solaren halbtägigen Welle zur lunaren halbtägigen Welle viel kleiner ist als das Verhältnis der entsprechenden Barometeroszillationen an der Erdoberfläche.

Im weiteren Teil des Buches wird die mathematische Theorie der Gezeitenschwingungen der Atmosphäre auf Grund der Vorstellungen der Resonanztheorie entwickelt, wobei eine Anregung durch Gravitationskraft zugrunde gelegt und eine Temperaturänderung mit der Höhe in Betracht gezogen, aber zur Vereinfachung eine Unabhängigkeit der Temperatur von geographischer Breite und Länge angenommen wird. Unter Berücksichtigung entsprechender Grenzbedingungen und der wirksamen Faktoren des physikalischen Zustandes bzw. Aufbaues der Atmosphäre werden die Differentialgleichungen numerisch ausgewertet. Eine besondere Rolle für den Energiefluß durch die Atmosphäre bzw. für die Erhaltung der Schwingungsenergie spielt die Temperaturschichtung in der Atmosphäre. Der aus verschiedenen Erscheinungen indirekt erschlossene und neuerdings durch Raketenmessungen bestätigte thermische Aufbau der Atmosphäre mit tiefen Temperaturen in der unteren Stratosphäre und im Höhenbereich um 80 km und hohen Temperaturen in 40 bis 50 km Höhe und in der Ionosphäre ermöglicht eine halbtägige Eigenschwingung und gibt damit die Grundlage für eine Resonanz. Je mächtiger die durch die kalte Schicht unter der Ionosphäre (um 80 km Höhe) gebildete Barriere ist, um so schärfer wird die Resonanz.

Die Diskussion der Beobachtungs- und Berechnungsergebnisse zeigt, daß die Resonanztheorie mit den Beobachtungsergebnissen verträglich ist, wenn auch noch manche Fragen wie z. B. der Anteil der durch Gravitationskräfte bedingten Anregung im Verhältnis zur thermischen Anregung oder Schwierigkeiten in der Erklärung der Erscheinungen der Schwingungen der E- und F-Schicht der Ionosphäre offen bleiben. Gerade darin liegt ja der Wert solcher Monographien, daß man daraus nicht nur einen guten Überblick über den neuesten Stand der Erforschung eines bestimmten Problems gewinnt, sondern daß dabei auch die für eine weitere Forschung offenen und vordringlichen Probleme aufgezeigt werden. Deshalb muß auch dem Verlag für die Herausgabe dieser schön ausgestatteten neuen Schriftenreihe Dank gesagt werden. Der Verfasser hat sich durch seine übersichtliche und trotz der durch den engen Raum geforderten knappen Fassung doch sehr klare und verständliche Darstellung des schwierigen Problems besondere Verdienste erworben.

F. STEINHAUSER, Wien.

Grundzüge der angewandten Geoelektrik. Von V. FRITSCH. Mit 408 Textabb., VII, 412 S. Wien: Manzsche Verlags- und Universitätsbuchhandlung. 1949. S 135.—, geb. S 145.—.

Mit dem vorliegenden Werk beabsichtigte der Verfasser, wie aus dem Vorwort hervorgeht, „ein Buch der Öffentlichkeit zu übergeben, das eine Übersicht über das ganze Gebiet zu bieten versucht und überdies auch den Studierenden als Lehrbehelf dienen kann". Diese vom Verfasser selbst aufgestellte Forderung war für uns Richtschnur bei der Beurteilung des vorliegenden Buches. Soll es auch Studierenden nützen, dann muß es so

klar geschrieben sein, daß, entsprechende Kenntnis der allgemeinen physikalischen Gesetze vorausgesetzt, aus ihm ein ausreichender Überblick und hinlängliches Verständnis dieses Anwendungsgebietes der Physik gewonnen werden kann. Ein Buch ausschließlich für Fachleute zu schreiben, wäre weitgehend überflüssig.

Betrachtet man das vorliegende Buch unter den hier kurz umrissenen Gesichtspunkten, so erweist es sich als eine zwar scheinbar recht reichhaltige, bei eingehenderer Betrachtung aber leider recht wahl- und kritiklose Zusammenstellung teils wissenschaftlicher, teils aber nur zu Reklamezwecken erschienener Abhandlungen und Notizen. Dabei sollen keineswegs die Schwierigkeiten, die heute einer ausreichenden Erfassung der Literatur entgegenstehen, verkannt werden. Es gehört aber eben zu den Pflichten eines wissenschaftlichen Autors, das gesammelte Material mit der entsprechenden Kritik anzuordnen, das Wesentliche und Gesicherte vom Unsicheren, vielleicht Möglichen durch das Gewicht der Darstellung zu sondern und hervorzuheben. Die Beschränkung im Hauptteil des Buches auf die wirklich erprobten, in der Praxis bewährten Verfahren mit dem Nachweis dieser Bewährung an entsprechender Stelle hätten dem Buch einen wesentlich höheren Wert verliehen. Non multa, sed multum.

Schon in der Anordnung des Stoffes und noch mehr in der Behandlung der einzelnen Kapitel sind Klarheit und Übersichtlichkeit weitgehend zu vermissen. Sehr wesentliche Verfahren werden nur oberflächlich, viel zu wenig erschöpfend, Unwichtiges und Banales dagegen oft weit über Gebühr ausführlich dargestellt. Dem Buche sind viele Abbildungen beigefügt, die seine Kosten wesentlich erhöht haben; viele dieser Abbildungen scheinen mir überflüssig, alle aber im Text zu wenig erläutert. Ebenso sind auch die meisten formelmäßigen Beziehungen nicht abgeleitet, fast nie eingehender diskutiert oder plausibel gemacht. Diese Mängel, die dem Leser mitunter zahlreiche Rätsel aufgeben, müssen Studierende abschrecken und erhöhen die Mühsal eines jeden Lesers; sie setzen auch den Wert des Buches als Nachschlagewerk sehr herab. Ein gutes Beispiel für die Oberflächlichkeit und Unklarheit der Darstellung gibt gleich am Anfang der Abschnitt über physikalische Mischkörper (S. 9f.), der nicht einmal den Wert eines Referates hat. S. 148f. tauchen die wohlbekannten Maxwellschen Gleichungen auf, deren Kenntnis wohl vorausgesetzt werden dürfte, allein es wird aus ihnen nichts abgeleitet, sondern schließlich auf die Literatur verwiesen. Dabei soll gleich angemerkt werden, daß die angegebene Literatur in keine Beziehung zum Text gebracht wurde, sondern nur summarisch als Anhang beigefügt ist.

Als besonders irreführend habe ich es empfunden, daß in zahlreichen Abbildungen der scheinbare spezifische Widerstand als Funktion der Tiefe dargestellt wird. Falls kein direkter Aufschluß vorliegt, ist gerade die Tiefe das zu Bestimmende, keineswegs aber etwas Gegebenes. Gegeben ist nur der Elektrodenabstand; die Bestimmung der Tiefe aus den gemessenen Größen ist ein Grundproblem der Geoelektrik, dabei aber die Tiefe keineswegs das gegebene, sondern das erst mühsam zu bestimmende Element.

Die wahllose Zusammenstellung ganz ungleichwertiger Verfahren zeigt einmal die überoptimistische Beurteilung der Leistungen der „Funkgeologie", für die kein praktischer Beweis erbracht wird, sowie die ausführliche Besprechung des Geoskops, das als schlechte Wünschelrute durch die wissenschaftliche Kritik bereits vor geraumer Zeit abgelehnt wurde. Dabei gibt der Verfasser selbst zu, daß mit dem Geoskop gefundene Indikationen in vielen Fällen physikalisch gar nicht zu erklären sind!

Sehr bedauerlich ist es, daß an keiner Stelle Beispiele für die praktische Ausführung der Messungen und ihre Auswertung an konkreten Fällen, für die dem Verfasser aus der eigenen Praxis wohl zweifellos hinlängliches Material zur Verfügung stehen sollte, gegeben werden. Ebenso sind nirgends die Erfolgsaussichten der einzelnen Verfahren durch konkrete Ergebnisse belegt. Alles, was darüber mitgeteilt wird, sind Behauptungen des Verfassers, die zudem oft widerspruchsvoll sind. In einem solchen Ton dürfen aber Bücher, die Anspruch auf wissenschaftliche Objektivität erheben, nicht geschrieben werden. Ein wissenschaftliches Werk hat zu überzeugen, darf aber nie die Kunst der Überredung anwenden. Der Wert der Erfahrung wird an vielen Stellen betont, doch wird nirgends klar und deutlich Theorie und Erfahrung miteinander verglichen. Die Lektüre des Buches könnte einem unbefangenen Leser leicht die Überzeugung vermitteln, die Geoelektrik sei eine nur einzelnen Auserwählten verliehene Gabe, keineswegs aber lehrbare Wissenschaft.

Auf Fehler und Mängel des Buches im einzelnen einzugehen, ist an dieser Stelle unmöglich. Für Studierende ist das Buch in der vorliegenden Form denkbar ungeeignet. Es würde ihnen — je nach Veranlagung — entweder das niederdrückende Gefühl eigener Unzulänglichkeit einflößen, oder aber ihren Glauben an die Autorität wissenschaftlicher Lehre wesentlich erschüttern. Aber auch für den Fachmann bedeutet es so, wie es jetzt ist, keinen Gewinn. Ein Haufen von Ziegelsteinen ist eben noch lange kein fertiges Haus. M. Toperczer, Wien.

Ozon. (Berichte des Deutschen Wetterdienstes in der US-Zone: Nr. 11.) Mit 57 Textabb., 71 S. Bad Kissingen: 1949.

In der vorliegenden Publikation werden dankenswerterweise wieder eine Reihe von Arbeiten, die während des Krieges einer beschränkten Geheimhaltung unterlagen, allen Interessenten zugänglich gemacht. Den größten Teil umfassen Vorträge, die auf einer Sondertagung „Ozon" im Jahre 1944 in Tharant gehalten worden sind und für die Ozonforschung sehr wesentliche Ergebnisse bringen. Einleitend gibt O. Hoelper einen zusammenfassenden Überblick über die Aufgaben und die Ergebnisse der Arbeiten eines der Ozonforschung dienenden Arbeitskreises, dem besonders die Erforschung der Bedeutung des Ozons für den Ablauf troposphärischer Wettervorgänge obLag, womit auch die Erforschung des Aufbaues der gesamten Atmosphäre und der diesen bedingenden physikalischen und chemischen Ursachen zwangsläufig verbunden ist. Es wurde eine Meßapparatur entwickelt, in der mit Hilfe von Interferenzfiltern die in Betracht kommenden Spektrallinien isoliert werden konnten. Eine kritische Prüfung der bisherigen Ansichten über das Gleichgewicht des Ozons bei Berücksichtigung neuer Laboratoriumsuntersuchungen besonders über die Kinetik des Ozons und experimentelle Feststellungen über das Verhalten des atmosphärischen Ozons vor allem in den unteren Schichten führten zu neuen Ansichten über Entstehung, Erhaltung und Verteilung des Ozons in der Atmosphäre. Eine laufende Verfolgung der vertikalen Ozonverteilung sollte durch regelmäßige Aufstiege mit einer Ozonradiosonde ermöglicht werden. Zur Untersuchung der Struktur der Ozonschicht wurde der Abschuß photochemisch wirksamer Strahlungsmesser in die hohe Atmosphäre zur Bestimmung der Intensität bestimmter Wellenlängen der Strahlung vorgesehen. Der Angriffspunkt für den Zusammenhang zwischen Ozon und Wetterlage ist in seinem Anteil an dem Strahlungshaushalt der Atmosphäre zu suchen. Für die Bestimmung dieses

Strahlungshaushaltes und auch für die Klärung der Frage der Existenz eines Strahlungsgleichgewichtes unterhalb 50 km Höhe ist aber eine genauere Kenntnis der Verteilung von Wasserdampf und Kohlendioxyd in der höheren Atmosphäre notwendig. Deshalb wurde auch die Entwicklung einer Methode zur Bestimmung der über den Gipfelhöhen der Ballon- und Flugzeugaufstiege noch vorhandenen Wassermengen auf optischem Wege in Angriff genommen. F. W. P. Götz berichtet über den Stand des Ozonproblems im Jahre 1944. F. Schröer legt eine neue Berechnung der Entstehung, Zersetzung und Verteilung des atmosphärischen Ozons auf der Grundlage des Photogleichgewichts unter Verwendung neuerer Laboratoriumsergebnisse, neuer Annahmen über das kurzwellige extraterrestrische Sonnenspektrum und mit druckunabhängiger Quantenausbeute vor. Unterhalb 33 km Höhe würde das Photogleichgewicht zu seiner Einstellung Tage bis Wochen benötigen. Die unter Annahme einer mittleren Windverteilung mit der Höhe berechnete Turbulenzwirkung ergibt, daß in die einzelnen Schichten der Atmosphäre von oben her gerade so viel Ozon zugeführt wird, als dort photochemisch zersetzt wird, und daß die Turbulenz ausreicht, um die stationäre Ozonverteilung aufrecht zu erhalten. Nach der neuen Theorie ist die Ozonverteilung in höheren Schichten als Ergebnis der photochemischen Bildung und Zersetzung erklärbar, während in tieferen Schichten der Ozongehalt und seine Schwankungen auf ein Zusammenwirken von großräumiger Advektion in der Horizontalen und Turbulenz in der Vertikalen und von photochemischer, chemischer und katalytischer Zersetzung zurückgeführt werden. K. O. Kiepenheuer berichtet über Gesetzmäßigkeiten der UV-Strahlung der Sonne, die indirekt u. a. vor allem aus der Ionisierungsbilanz der ionosphärischen Schichten erschlossen werden. Aus der Unabhängigkeit des Ozongehaltes vom Gang des Sonnenfleckenzyklus wird für $\lambda > 1700$ A eine konstante Schwarzstrahlungsintensität gefolgert. J. Bartels zeigt, daß die von ihm aus erdmagnetischen zeitlichen Variationen abgeleitete Wellenstrahlung im UV-Bereich, die schon vor Erreichen des Erdbodens in der hohen Atmosphäre absorbiert wird, nicht nur im Monats- und Jahresmittel sondern auch schon innerhalb einer einzigen Sonnenrotation mit der Sonnenfleckenzahl schwankt. A. Ehmert diskutiert die aus chemischen Analysen von bei Flugzeugaufstiegen in verschiedenen Höhen gesammelten Luftproben abgeleitete troposphärische Ozonverteilung an einer Reihe von Tagen besonders im Hinblick auf ihre Verwertungsmöglichkeit als Luftkörperindikator und auf den Einfluß von Advektion und Konvektion auf die Änderungen der Ozonverteilung. Moser bringt in seinem Vortrag über Ozon und Wetterlage Beispiele, in denen gezeigt wird, daß durch Verfolgung der Luftbahnen in Höhenwetterkarten sich die Ozonschwankungen an einem Ort durch die verschiedene Herkunft der Luftmassen erklären lassen. Der engste Zusammenhang mit den Luftbahnen besteht in 11 km-Niveau und es wird daher angenommen, daß die stärksten Änderungen des Ozongehaltes in der oberen Troposphäre und der untersten Stratosphäre vor sich gehen. Hohe Ozonwerte werden bei Luftbahnen aus dem Polargebiet und niedere Ozonwerte bei Luftbahnen aus den Subtropen gefunden. Aus dem Zusammenhang zwischen der Tropopausenströmung mit Ozonschwankungen wird die Möglichkeit der Korrektur von Höhenwetterkarten durch Ozonmessungen gefolgert. Aus den Veränderungen des Gesamtozons wird im Zusammenhang mit diesen Untersuchungen abgeleitet, daß anscheinend zwei getrennte Ozonschichten vorhanden sind, von denen die obere in 20 bis 25 km Höhe an allen Orten der gemäßigten Breiten annähernd denselben konstanten Ozonwert besitzt,

während die untere mit einem Ozonmaximum in der untersten Stratosphäre stark veränderlich ist und fast die gesamten Ozonschwankungen verursacht. Aus dem Vergleich der aus mehrjährigen Beobachtungen abgeleiteten Jahresgänge des Ozongehaltes in Tromsö, Aarhus, Potsdam und Arosa wird die Breitenabhängigkeit des Ozons erschlossen. Zur Erklärung der Jahresgänge wird eine Mitwirkung hochreichender Kaltlufttiefs nördlicher Breiten und einer durch das Ozon angeregten zirkumpolaren Ringströmung bei der Ozonneubildung des Frühjahrs als wahrscheinlich angenommen, wobei diese zirkumpolare Strömung auch einen direkten Einfluß des Ozons auf das Wetter im allgemeinen Sinn darstellt. R. Penndorf macht Vorschläge zur Berechnung der Temperatur der Ozonschicht mit neuen verbesserten Grundlagen. Ritschl berichtet über instrumentelle Fragen der Ozonmessung und Stranz über die Entwicklung einer Ozonradiosonde.

In der vorliegenden Publikation sind ferner folgende während des Krieges in den nicht öffentlich zugänglichen Forschungs- und Erfahrungsberichten des Reichswetterdienstes erschienene Arbeiten wieder abgedruckt: E. Regener: Ozonschicht und atmosphärische Turbulenz (vgl. auch Meteorolog. Z. 1943, S. 253). A. u. H. Ehmert: Über den Tagesgang des bodennahen Ozons. A. Ehmert: Über den Ozongehalt der unteren Atmosphäre bei winterlichem Hochdruckwetter nach Messungen im Flugzeug. A. u. H. Ehmert: Über die chemische Bestimmung des Ozongehaltes der Luft. F. Steinhauser, Wien.

Erdmagnetische Anomalien in Europa und ihre Beziehungen zu den geologischen Verhältnissen. Eine Studie über den Gesteinsmagnetismus. Von W. Schumann. (Abhandlungen des Geophysikalischen Institutes Potsdam: Nr. 14.) Mit 4 Textabb., 147 S. Berlin: Akademie-Verlag. 1949. DM 12.—.

Im ersten Teil der Arbeit werden, gestützt auf eine reiche Fachliteratur, die Erscheinungsformen des Gesteinsmagnetismus zusammenfassend und kritisch behandelt. Sehr ausführlich werden die magnetisch wirksamen Minerale, Gesteine und Erze besprochen und der Grad ihrer magnetischen Wirksamkeit hervorgehoben. Es wird eine Aufstellung der magnetisch sicher und der nur unter gewissen Bedingungen magnetisch wirksamen Gesteine und Erze gegeben. Als Hauptträger der magnetischen Wirksamkeit der Gesteine und Erze erweisen sich der Magnetit und daneben auch Minerale der Pyroxen-Amphipolreihe und der Olivin. Neben dem Mineralbestand, der Gestalt und der Teufe eines magnetisch wirksamen Komplexes ist auch die magnetische Vorgeschichte, die mit der geologischen Entwicklung zusammenhängt, von großer Bedeutung. Die chemische Analyse des Gesteins reicht zur Beurteilung der magnetischen Eigenschaften nicht aus und erfordert eine Ergänzung durch Extrapolation auf die magnetische Wirksamkeit. Zur Beurteilung der für die magnetische Wirksamkeit maßgebenden Eisenkomponente wird eine Klassifizierung der Minerale durch Charakterziffern eingeführt. Diese geben den ungefähren prozentuellen Anteil des Eisenoxyduls und Eisenoxyds wie folgt an: Eisencharakterzahl 0 für 0%, 1 für 5%, 2 für 20%, 3 für 30% und 4 für mehr als 30% Eisenoxydul. Die Eisencharakterzahl gibt aber kein eindeutiges Kriterium für die magnetischen Eigenschaften des Minerals oder Gesteins, sondern will nur den engeren Kreis der für den Gesteinsmagnetismus überhaupt in Betracht kommenden Minerale abgrenzen. Es werden die physikalischen und chemischen Bedingungen der Magnetisierung erörtert und besonders die Temperatureinflüsse dargestellt, die sich vor allem im Durchgang durch den Curie-Punkt wirksam

zeigen, in dessen Bereich beim Erstarrungsprozeß vor allem die Magnetisierung induziert worden ist, womit auch eine Beziehung zur geologischen Entwicklung gegeben ist. Aus der Lage des Curie-Punktes ergibt sich auch, daß unterhalb einer Tiefe von 25 km kein Gesteinsmagnetismus mehr herrschen kann. Die Temperatur und ihre Änderungen wirken sich auch auf die remanente Magnetisierung aus und bewirken eine Vergrößerung der Anfangsinduktion durch die Thermoremanenz. Es sind sogar zum Teil die magnetischen Anomalien mehr der Wirkung des remanenten als des rein induktiven Anteils der Magnetisierung zuzuschreiben. Eine Darstellung der auf die Gesteinsmagnetisierung sich auswirkenden geologischen Erscheinungen stellt die Beziehung zwischen dem physikalischen und chemischen Ablauf und der geologischen Gestaltung der Erdkruste her. Der Verfasser hält eine Erklärung anomaler Magnetisierungsrichtungen und -Intensitäten in Eruptiven durch Innenströmungen, Überkippungen und örtlich verschiedene endogene Veränderungen der Magnetisierungsverhältnisse im Gestein für wahrscheinlicher als die Annahme einer wesentlich anderen Kräfteverteilung im solaren Planetensystem. Der Gesteinsmagnetismus und die von ihm hervorgerufenen erdmagnetischen Anomalien werden im allgemeinen als praktisch unveränderlich angesehen. Eine magnetisierende Wirkung der elektrischen Erdströme wird für fragwürdig gehalten. Eine kritische Darstellung der Erscheinungen der Säkularvariation setzt sich mit verschiedenen früheren Hypothesen auseinander, deren Unvereinbarkeit mit geophysikalischen Anschauungen nachgewiesen wird, und führt zu dem Ergebnis, daß für die Säkularvariation ebenfalls der Temperaturgang ausschlaggebend ist, weshalb auch große säkulare Änderungen der erdmagnetischen Elemente in Gebieten zu erwarten sind, die auch durch stärkeren Magmatismus ausgezeichnet sind. Es scheinen auch tatsächlich die stärksten Säkularvariationen in den jungen Orogengürteln aufzutreten. Es werden drei Gruppen von Anomalien unterschieden: 1. terrestrisch-regionale Anomalien von kontinentaler Erstreckung mit einer Tiefe des Wirkungsmittelpunktes in 10 bis 20 km, verursacht durch die Großstruktur und Kontinente; 2. regional-kleinräumige Anomalien mit einer Erstreckung bis mehrere hundert km und einer Tiefe des Wirkungsmittelpunktes in 0 bis 15 km, verursacht durch die Tektonik; 3. lokale Anomalien mit einer Erstreckung bis mehrere Kilometer und einer Tiefe des Wirkungsmittelpunktes in 0 bis 2 km, verursacht durch Magnetismus und Lagerstätten.

Der zweite Teil ist sozusagen als Nutzanwendung des ersten Teiles einer eingehenden und zum Teil sehr detailierten Diskussion der geologischen Verhältnisse von Ost-, Nord- und Mitteleuropa und ihrer Zusammenhänge mit Anomalien des erdmagnetischen Feldes gewidmet und bringt so eine Auswertung der erdmagnetischen Messungen über einem weiten Gebiet zu Folgerungen auf die Erforschung der verhüllten Tektonik und damit der geologischen Entwicklung des Untergrundes, des Vorkommens eruptiver Gesteine und magnetisch wirksamer Lagerstätten. Es wird gezeigt, daß die magnetische Schürfung auch auf Lagerstätten ausgedehnt werden kann, die nicht oder nur schwach magnetisch wirksam sind. So können z. B. aus der Feststellung von sedimentären Trögen und Salzlagerstätten einerseits und alten kristallinen Schwellengebieten anderseits auch erdölhöffige Gebiete abgegrenzt werden. Die den Folgerungen aus magnetischen Messungen zum Teil anhaftenden Mehrdeutigkeiten können durch Kombination mit anderen Methoden der angewandten Geophysik wesentlich eingeschränkt werden, wodurch Schlüsse auf die Untergrundstruktur bis in Tiefen ermöglicht wurden, die dem geologischen Aufschluß nicht mehr zugänglich sind. Für

die Analyse der Zusammenhänge zwischen den magnetischen Anomalien und der geologischen Struktur wurden hauptsächlich Messungen der Vertikalkomponente des Erdfeldes verwendet. Als Folgerungen aus diesen Untersuchungen wird für zukünftige Untersuchungen verlangt, daß die Messungen zur Untersuchung lokaler Anomalien erst nach Auswertung des regionalen Störungsanteils zweckmäßig durchzuführen sind.

Dem Werk ist ein mehr als 220 Zitate umfassendes Literaturverzeichnis und ein ausführliches Sach-, Namens- und Ortsregister beigegeben. Die Arbeit verdient als kritische Zusammenfassung und Weiterführung der die Probleme des Gesteinsmagnetismus betreffenden Erkenntnisse bis auf die neueste Zeit und als darauf basierender konsequent durchgeführter Versuch der Aufdeckung und Deutung der Beziehungen der erdmagnetischen Anomalien zu den geologischen Verhältnissen in großräumigen, regionalen und lokalen Erstreckungen stärkste Beachtung. Es liegt in der Natur der Sache, daß es in einzelnen Detailfragen noch verschiedene abweichende Ansichten geben wird, deren Klärung die weitere Forschung dienen muß. F. Steinhauser, Wien.

Inversionsstudie auf Grund der Lindenberger Fesselaufstiege mit besonderer Berücksichtigung der Ultrakurzwellenausbreitung. Von F. Herath. (Berichte des Deutschen Wetterdienstes in der US-Zone: Nr. 9.) Mit 20 Textabb., 41 S. Bad Kissingen: 1949.

Mit Rücksicht auf den besonderen Zweck, für die physikalische Erklärung der Eigentümlichkeiten des Ultrakurzwellenverkehrs aerologische Grundlagen zu schaffen, beschränkt sich die Untersuchung auf die unteren 2000 m der Lufthülle. Dafür wurden über 17500 Fesselaufstiege verwendet, aus denen alle Inversionen $\geqq 3°$ C herausgesucht und statistisch nach Stärke der Inversionen, nach Höhenstufen und Jahres- und Tagesgängen bearbeitet wurden. Die Häufigkeit der Inversionen nimmt mit der Höhe rasch ab: 0 bis 250 m 1172, 250 bis 500 m 244, 500 bis 1000 m 350, 1000 bis 1500 m 266, 1500 bis 2000 m 163 Inversionen. Auf Grund einer Isophethendarstellung des Jahresganges der Häufigkeitsverteilung der Inversionen in verschiedenen Höhenstufen unterscheidet der Verfasser drei *Schichten der Troposphäre*: 1. die Reibungsschicht (Schicht der Bodeninversion mit Häufigkeitsmaximum der Inversionen im Oktober, Minimum im Juli) 0 bis 300 m; 2. die bodenbeeinflußte Troposphäre (mit Häufigkeitsminimum der Inversionen um die Zeit des Sonnenhöchststandes und Maximum zur Zeit des Sonnentiefstandes) 300 bis 2000 m und 3. die freie Troposphäre mit Häufigkeitsmaxima der Inversionen im Juli bis September und Minima im Januar bis März. Die beiden ersten Schichten zusammen bilden die Grundschicht der Atmosphäre mit einer Obergrenze in 1200 bis 1400 m von November bis Januar und in 2500 m im April und Mai.

Zur genaueren Untersuchung der Bedingungen für die Bildung von *Bodeninversionen*, deren Jahresgang ein absolutes Häufigkeitsmaximum im September und Oktober und sekundäre Maxima im Februar und Mai aufweist, wird das die Ausstrahlungsbedingungen charakterisierende Produkt aus dem Wert der „Ausstrahlblende", die das Mittel aus Morgen- und Abendbewölkung auf 10 ergänzt, und der Ausstrahlzeit eingeführt, dem im Jahresgang die Häufigkeitskurve der Inversionen von März bis November annähernd folgt, während im Hochwinter bei anhaltenden Kälteperioden die Inversionen auch bei kleiner Ausstrahlblende andauern können. Das Mai-Maximum wird durch Kaltluftzufuhr aus Nordwesten verstärkt. Die Dicken der Bodeninversionen zeigen im Sommer- und Winterhalbjahr ein Häufigkeitsmaximum bei 150

bis 200 m, überschreiten im Sommerhalbjahr nur selten eine Höhe von 450 m, erreichen im Winter aber nicht selten sogar über 1000 m Höhe. Die durchschnittliche Dicke der Bodeninversionen übersteigt von November bis Februar 400 m mit einem Maximum von 450 m im Januar und liegt von Mai bis August unter 250 m mit einem Minimum von 210 m im August. Die Bodeninversionen treten in Lindenberg am häufigsten bei Windstärke von 5 m/sec auf (das ist dort auch ungefähr die mittlere Windgeschwindigkeit). Vom Boden bis zur Obergrenze der Bodeninversionen nahm in 89% der Fälle die Windstärke zu, in 6% nahm sie ab. Der Wind zeigt in 89% der Fälle eine Rechtsdrehung mit der Höhe (meist um 2 bis 4 Striche), in 4% eine schwache Linksdrehung. Nur in 3% der Fälle nahm die relative Feuchtigkeit in der Bodeninversion mit der Höhe schwach zu, während die Abnahme mit der Höhe sehr große Beträge erreichen kann. Die absolute Feuchtigkeit nahm in den Bodeninversionen in 43% der Fälle mit der Höhe ab, blieb in 29% gleich und nahm in 28% zu.

Eine besondere Untersuchung erfahren noch die *kräftigsten Inversionen* mit Temperaturzunahme $\geqq 10°$, die nur 3,7% aller Fälle ausmachen und nur im Winterhalbjahr auftreten. Als Entstehungsursachen der kräftigsten Inversionen werden angeführt. 1. Zusammenfließen von Bodeninversionen mit Inversionen der Abgleitvorgänge; 2. Warmluftzufuhr über einem Kaltluftkissen und 3. Vorstoß kontinentaler Kaltluft aus Nordosten unter mitteleuropäische Warmluftmassen. Oberhalb 1250 m wurde keine Inversion über 10° beobachtet. 56% der kräftigsten Inversionen waren Bodeninversionen, in 4% der Fälle setzte die Temperaturumkehr erst oberhalb 1000 m ein. Drei Inversionen über 10° hatten eine Dicke von weniger als 90 m, während die meisten dieser starken Inversionen 300 bis 400 m dick waren. Die mittlere Dicke der kräftigsten Bodeninversionen betrug 680 m, die der stärksten freien Inversionen aber 392 m. Starke Inversionen kommen noch bei Windgeschwindigkeiten von 25 m/sec an ihrer Basis vor, was bei winterlichen Wetterstürzen eintritt.

Freie Inversionen mit Basishöhen über 250 m zeigen eine viel geringere Jahresschwankung ihrer Dicke als Bodeninversionen (bei Basishöhen 250 bis 1000 m nur $^1/_2$ und bei Basishöhen zwischen 1000 und 2000 m nur $^1/_4$ der Jahresschwankung von 240 m bei Bodeninversionen). Aus den bei freien Inversionen beobachteten Windstärken wird geschlossen, daß diese Inversionen vorwiegend advektiven Ursprunges sind.

Im Anhang werden für Zwecke der Berechnung der Ausbreitung der Ultrakurzwellen die Temperaturgradienten in °C/100 m und die Ideal-Inversionen nach A. Wegener in Tabellen angegeben.

Die Arbeit stellt die ausführlichste Untersuchung der Inversionen an sehr umfangreichem Beobachtungsmaterial dar, weshalb besonders auch mit Rücksicht auf ihre praktische Bedeutung für Berechnungen der Ultrakurzwellenausbreitung hier darauf hingewiesen sei. F. Steinhauser, Wien.

Meteorologische Studien im Mittelmeer: Über die Aerologie der Etesien des östlichen Mittelmeeres im Sommer 1942. Über Winde und Wetterlagen in Südsardinien. Von H. G. Koch. (Abhandlungen des Meteorologischen Dienstes der Deutschen Demokratischen Republik: Nr. 1.) Mit 17 + 7 Textabb., 40 + 26 S. Berlin: Akademie-Verlag. 1950. DM 20.—.

Der Mangel an aerologischen Beobachtungen aus dem östlichen Mittelmeer und aus Nordostafrika verbarg bisher auch die oft beträchtlichen

Änderungen in der freien Atmosphäre, die im Bodenwetter allerdings oft nicht oder nur schwach bemerkt werden können, wodurch die Ansicht von der Gleichmäßigkeit des Etesienwetters sich entwickeln konnte. Die in der Kriegszeit an mehreren Stellen (Saloniki, Athen, Rhodos, Kanea, Derna, Araber-Golf) regelmäßig durchgeführten aerologischen Aufstiege lassen aber erkennen, daß sich auch zur Etesienzeit selbst in Nordostafrika noch frontenhafte Wettervorgänge entwickeln können, die dem Aufbau nach dem norwegischen Zyklonenschema ähnlich wie in Mitteleuropa entsprechen, wenn auch ihre Wetterwirksamkeit meist schwach ist und vor allem die Änderungen der meteorologischen Elemente am Boden zufolge der Strahlungswirkung der südlichen Lage und der Anheizung auf dem Weg über das warme Meer oft verdeckt wird. Es ist sehr wertvoll, daß in der vorliegenden Publikation Verarbeitungen typischer Wetterlagen auf Grund der aerologischen Aufstiege und synoptischer Analysen bekannt gemacht werden, wodurch wieder im Kriege gewonnenes Beobachtungsmaterial der wissenschaftlichen Erkenntnis nutzbar wird.

Die typischen frontalen Wettervorgänge werden an Einzelfällen dargestellt, die Warmluftlagen im Gefolge eines Gibli-Tiefs und eines Sahara-Tiefs, Kaltlufteinbrüche aus Westen hinter einer von West nach Ost ziehenden Westwetterkaltfront, aus Nordwesten in der normalen Etesienströmung, aus Norden und Nordosten von Südrußland und dem Schwarzen Meer her und hochtroposphärische Kaltlufttropfen, die nur in der mittleren und oberen Troposphäre Abkühlung und eine Umgestaltung des Höhendruckfeldes bringen, umfassen. Abgesehen von dem letzterwähnten Fall keilt die Kaltluft nach Süden aus und ihre Obergrenze wie auch die obere Wolkenbegrenzung liegt dort meist nicht hoch, während die Abkühlung in der freien Atmosphäre 10° übersteigen kann bei kaum merkbaren Temperaturänderungen am Boden. Den Abschluß der Etesienlage bringt Anfangs Oktober ein hochreichender Kaltlufteinbruch mit stärkerer Abkühlung der gesamten Troposphäre, Senkung der Tropopause, übernormalen Niederschlägen und nachfolgender anhaltender Unbeständigkeit des Wettercharakters.

Das scheinbar störungsfreie Zwischenwetter, das den eigentlichen Normalzustand der Etesien darstellt, ist durch Wolkenlosigkeit oder durch schwache cumulusförmige oder schichtförmige Küstenbewölkung am Morgen oder am Abend charakterisiert. Es werden darnach drei Wettertypen unterschieden: 1. der Konvektionstyp mit Quellformen von 300 bis 800 m Mächtigkeit bei Untergrenzen von 500 bis 800 m von der Küste bis 20 km landeinwärts mit Bewölkungsmaxima 2 bis 3 Stunden nach Sonnenaufgang und 1 bis 2 Stunden vor Sonnenuntergang in stärkerer Ausbildung in der abklingenden Rückseite nach Kaltfronten oder in schwächerer Ausbildung im Gefolge schwächster Kaltluftstaffeln innerhalb der Etesien; 2. der Strahlungstyp mit Bewölkungsmaxima 2 bis 0 Stunden vor bis 2 bis 4 Stunden nach Sonnenaufgang und schwächerem Maximum um Sonnenuntergang bei Vorhandensein einer dunst- und wasserdampfhaltigen Luftschicht von 300 bis 600 m Mächtigkeit; 3. Wolkenlosigkeit mit Isothermie in den unteren 500 bis 1500 m am Morgen oder mit kräftiger nächtlicher Bodeninversion bei anhaltender Antizyklonalität mit dynamischer Erwärmung, die tagsüber durch Überhitzung des Bodens beseitigt werden, oder Wolkenlosigkeit nach schwachem Konvektionstyp ohne Bodeninversion bei zu trockener Luft. Interessante Einblicke in die Vorgänge in der freien Atmosphäre gibt die Synoptik der Bewölkungstypen, in der die zeitliche Entwicklung des Etesienwetters zum Ausdruck kommt.

In der zweiten Arbeit des Heftes werden ebenfalls vorwiegend mit Verwendung von Beobachtungsmaterial aus der Kriegszeit und besonders mit Benutzung von zahlreichen Höhenwindmessungen charakteristische Witterungserscheinungen auf der Insel Sardinien untersucht. Im besonderen werden die allgemeinen und lokalen Windverhältnisse bearbeitet und eine aerologische Analyse der Entwicklung der Land- und Seewinde gegeben. Durch eingehende synoptisch-aerologische Analysen und eindrucksvolle Schilderungen des Witterungsablaufes gewinnt man ein anschauliches Bild von der Entwicklung typischer Wetterlagen und ihren Auswirkungen, wobei auch aus der Erfahrung geschöpfte Anhaltspunkte und Regeln für lokale Vorhersagen Interesse verdienen. Im einzelnen werden folgende Wetterlagen behandelt: Frühjahrsregen, Nordweststurmlagen mit Unterscheidung von niederschlagsfreien Nordwestlagen und Kaltlufteinbrüchen mit Niederschlägen, Schirokkolagen, Landregen, Hoch- und Bodennebel.

Die vorliegende Publikation eröffnet eine Schriftenreihe des Meteorologischen Dienstes der Deutschen Demokratischen Republik, die größere, den Umfang von Zeitschriftenaufsätzen überschreitende Arbeiten bringen soll und nicht nur Mitarbeitern aus dem Bereich der Deutschen Demokratischen Republik, sondern auch aus anderen Zonen und aus dem Ausland zur Verfügung stehen will. F. Steinhauser, Wien.

Grundfragen der Wetterkunde. Von H. Berg. (CES-Bücherei: Nr. 31.) Mit 49 Textabb., 8 Bildtafeln, 172 S. Stuttgart: C. E. Schwab. 1949. DM 4.80.

Das Buch stellt eine allgemein verständliche Einführung in die Hauptergebnisse der meteorologischen Forschung dar, in der ein Verständnis für die atmosphärischen Zustände und ihre Änderungen als Ergebnis von in der Lufthülle ablaufenden physikalischen Prozessen angestrebt wird. Es ist ein guter Gedanke des Verfassers, in einer derartigen Darstellung nicht das gesamte Wissensgebiet der Meteorologie vermitteln zu wollen sondern einige Hauptprobleme herauszugreifen, die das meiste allgemeine Interesse beanspruchen können. Es sind dies im besondern der Aufbau der Atmosphäre bis in die höchsten Schichten nach dem neuesten Stand der Forschung und das Problem der Wolken- und Niederschlagsbildung bis zu den Grundlagen der neuesten Versuche künstlicher Regenerzeugung, die in für sich abgeschlossenen Abschnitten ausgezeichnet dargestellt werden. Daran schließen sich in weniger geschlossener Form Erörterungen über Methoden und Probleme der synoptischen Meteorologie und der Wettervorhersagen.

Das Büchlein ist in einer Schriftenreihe erschienen, die sich zur Aufgabe gemacht hat, wesentliches Bildungsgut zuverlässig, verständlich, knapp und übersichtlich zu vermitteln und über den neuesten Stand auf den einzelnen Wissensgebieten zu unterrichten. Bei der Lektüre des vorliegenden flüssig und anregend geschriebenen Bandes muß man feststellen, daß es dem Verfasser gelungen ist, die gestellte Aufgabe gut zu erfüllen.

F. Steinhauser, Wien

Herausgeber, Eigentümer und Verleger: Springer-Verlag, Wien 1, Mölkerbastei 5. — Für den Inhalt verantwortlich: Prof. Dr. F. Steinhauser, Wien V, Schloßgasse 14. — Druck: Manzsche Buchdruckerei, Wien IX, Lustkandlgasse 52.

Fortsetzung von der II. Umschlagseite

reichen Beobachtungsmaterials zu vermeiden; auch sollen die Resultate im allgemeinen nicht durch Tabellen und Kurven gleichzeitig wiedergegeben werden. Die Tabellen sollen eine Überschrift tragen.

Die Arbeiten können in deutscher, englischer oder französischer Sprache erscheinen. Es soll ihnen eine Zusammenfassung in mindestens zwei Sprachen vorangestellt werden. Eine Zusammenfassung ist auf jeden Fall vom Verfasser mitzuliefern, ihre Übersetzungen werden nötigenfalls vom Verlag besorgt. Die Literaturhinweise erfolgen durch im laufenden Text in Klammern eingefügte Nummern, die genaue Zitate bezeichnen, die in einem Literaturverzeichnis am Ende der Arbeit zusammenzustellen sind.

Die Manuskripte sind gewöhnlich in Maschinenschrift auf einseitig beschriebenen, fortlaufend paginierten Blättern abzufassen. Abbildungsvorlagen sind in so sauberer Wiedergabe einzusenden, daß sie entweder unverändert verwendet oder durch Zeichner des Verlages einwandfrei neu gezeichnet werden können. Die Beschriftung, die innerhalb der Zeichnung angebracht wird, ist nur mit weichem Bleistift einzutragen. Unterschriften zu den Zeichnungen werden im Druck wiedergegeben, ihre Vorlagen sollen dem Manuskript direkt beigegeben werden.

Es können grundsätzlich nur Arbeiten angenommen werden, die vorher weder im Inland noch im Ausland veröffentlicht worden sind; die Autoren sind verpflichtet, auch nachträglich bis mindestens zum 31. Dezember des auf das Erscheinen folgenden Kalenderjahres ihre Arbeit nicht anderweitig in gleicher oder ähnlicher Form zu veröffentlichen.

Die Autoren erhalten eine erste Fahnenkorrektur, die sie nach erfolgter Durchsicht an den Verlag zu senden haben; eine Umbruchkorrektur wird den Autoren nicht zugestellt.

Die Mitarbeiter erhalten 75 Sonderdrucke ihrer Arbeit (ohne Umschlag) kostenlos; sie können eine beschränkte Anzahl weiterer Sonderdrucke gegen Entschädigung beziehen, müssen diese jedoch bei der Rücksendung der ersten Korrektur bestellen.

Manuskripte und Anfragen sind an einen der beiden unterzeichneten Herausgeber zu richten.

Dozent Dr. **W. Mörikofer**
Physikalisch-Meteorologisches Observatorium
Davos-Platz, Schweiz

Prof. Dr. **F. Steinhauser**
Zentralanstalt für Meteorologie und Geodynamik
Wien V, Schloßgasse 14, Österreich

Springer-Verlag
Wien I, Mölkerbastei 5
Österreich

Einführung in die sphärische Astronomie

Von

Dr. **Adalbert Prey**

em. o. Professor an der Universität Wien

Mit 123 Textabbildungen. VII, 316 Seiten. 1949

S 75.—, DM 22.—, $ 5.50, sfr. 24.—
Geb. S 84.—, DM 24.—, $ 6.—, sfr. 26.—

Der Verfasser behandelt in einem ersten Abschnitt die Grundlagen der sphärischen Astronomie, wobei er von den einfachsten Erscheinungen, die auch mit dem freien Auge erfaßt werden können, ausgeht und den Leser allmählich in das Verständnis der komplizierteren Begriffe, wie Präzession, Nutation, Aberration. Parallaxe und Refraktion einführt. Der zweite Abschnitt enthält die Theorie der gebräuchlichsten Instrumente und Hilfsapparate, der dritte die Grundlagen der geographischen Ortsbestimmung mit numerischen Beispielen. Die im Anhang gebrachte kurze Darstellung der Ausgleichsrechnung bildet eine wertvolle Ergänzung des Werkes, da sie für jeden angehenden Astronomen ein unentbehrliches Hilfsmittel bedeutet, das er sich so früh als möglich aneignen soll.

S P R I N G E R - V E R L A G I N W I E N

SPRINGER-VERLAG IN WIEN

Archiv für Meteorologie, Geophysik und Bioklimatologie

Herausgegeben von

W. Mörikofer
Physikalisch-meteorologisches Observatorium Davos

und

F. Steinhauser
Zentralanstalt für Meteorologie und Geodynamik Wien

Serie B: Allgemeine und biologische Klimatologie

Zuletzt erschien:

Band 2, Heft 1–2. Mit 38 Textabbildungen. 160 Seiten. (Abgeschlossen im Juni 1950.) S 72.—, DM 21.80, $ 5.20, sfr. 22.60

Inhalt: **Albrecht, F.** Die Methoden zur Bestimmung der Verdunstung der natürlichen Erdoberfläche. — **Steinhauser, F.** Über die Windverstärkung an Gebirgszügen. Ein Beitrag zur Frage der Beeinflussung der Luftströmungen durch Gebirge. — **Wierzejewski, H.** Theoretisches und Konstruktives zur Messung der Abkühlungsgröße. — **Henneberger, Charlotte.** Tagesgang und Komponenten der Abkühlungsgröße. — **Steinhäußer, H.** Über die Bewertung der Schneeverhältnisse alpiner Orte. — **Steinhäußer, H.** Zur Bestimmung des Schneeanteiles am Gesamtniederschlag. — **Bornschein, H.** Untersuchungen über die Hauttemperatur bei Sauerstoffmangel. II. Mitteilung.

Acta Physica Austriaca

Unter Mitwirkung der Österreichischen Akademie der Wissenschaften

Herausgegeben von **K. W. Fritz Kohlrausch,** Graz, und **Hans Thirring,** Wien

Schriftleitung: **Paul Urban,** Graz

Zuletzt erschien:

Band 4, Heft 1. Mit 79 Textabbildungen. 152 Seiten. (Ausgegeben im Juli 1950.) S 66.—, DM 22.60, $ 5.40, sfr. 22.80

Inhalt: **Theimer, O.** Quantenmechanische Interpretation von Kohlrauschs „Natürliches System von Abschirmungskonstanten und effektiven Quantenzahlen". — **Ledinegg, E., P. Urban** und **F. Reder.** Über eine neue Methode zur Messung der Dielektrizitätskonstante von flüssigen Substanzen geringer Leitfähigkeit im cm-Wellenbereiche. — **Sitte, K.** Bericht über neuere Arbeiten an durchdringenden Schauern und durchdringenden Teilchen. II. — **Bergmann, O.** Eine Differentialgleichung für die Phase bei der Streuung Neutron-Proton. — **Adler, N.** Über die Entfärbung natürlicher blauer und violetter Steinsalzkristalle. — **Wieninger, L.** und **N. Adler.** Über die Bildung von Mikrokristallen auf Kristallflächen bei deren Behandlung mit Po-α-Strahlen. — **Booth, A. D.** Design Principles of All Purpose Digital Computers. — **Schedling, J. A.** Über eine Wiederholung des Oerstedschen Versuches, wobei an Stelle einer Magnetnadel metallische Probekörper von sechs Freiheitsgraden verwendet werden. — **Ehrenhaft, F.** und **E. Reeger.** Über Photophorese und eine die Materie drehende Wirkung des Lichtes im Vakuum. — **Ehrenhaft, F., R. F. K. Herzog, M. J. Higatsberger, F. P. Vieböck** und **P. M. Weinzierl.** Neuartige Entladungen in magnetischen Feldern. — **Thirring, W.** Symmetrische Quantisierung. — **Ferber, J. A.** Über Bewegungen metallischer Probekörper der Größenördnung 10^{-4} bis 10^{-5} im homogenen magnetischen Feld eines Permanentmagneten unter zeitweiligem Lichtausschluß; der magnetische Burst.

Zu beziehen durch jede Buchhandlung

Printed in Austria